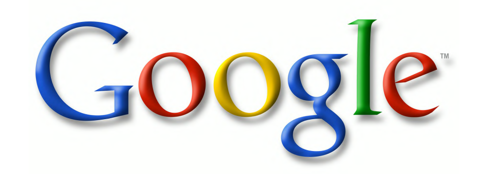
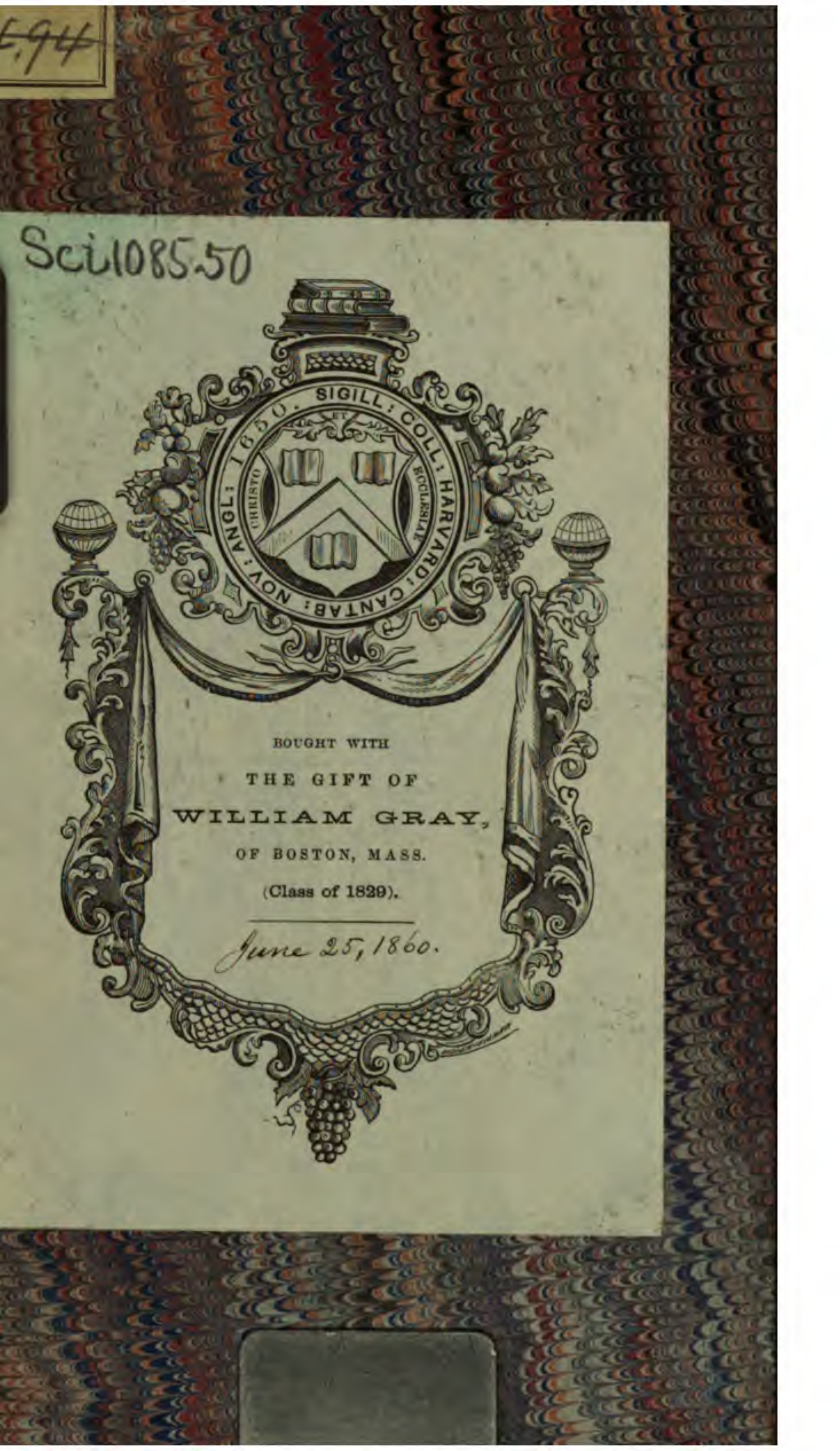
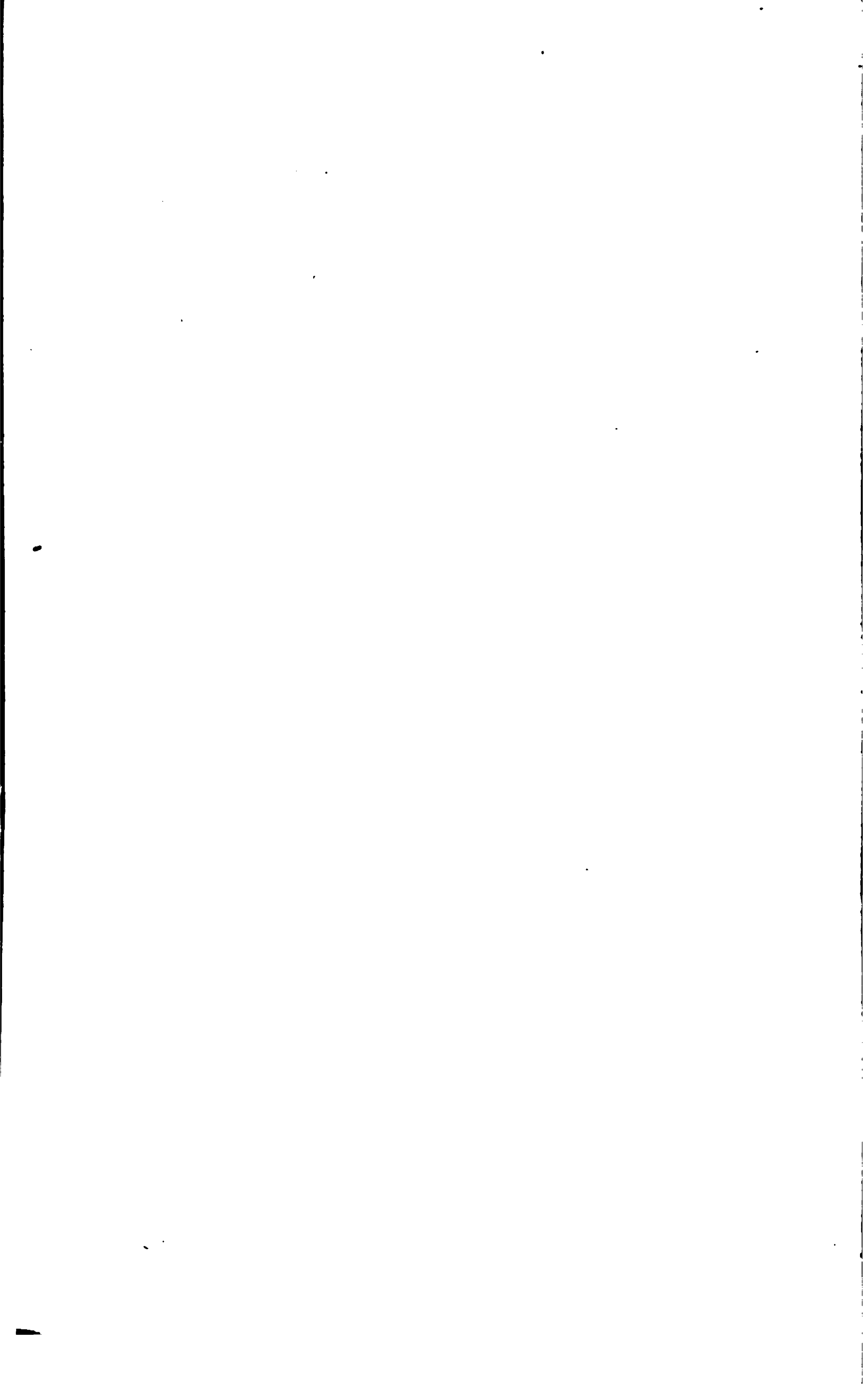
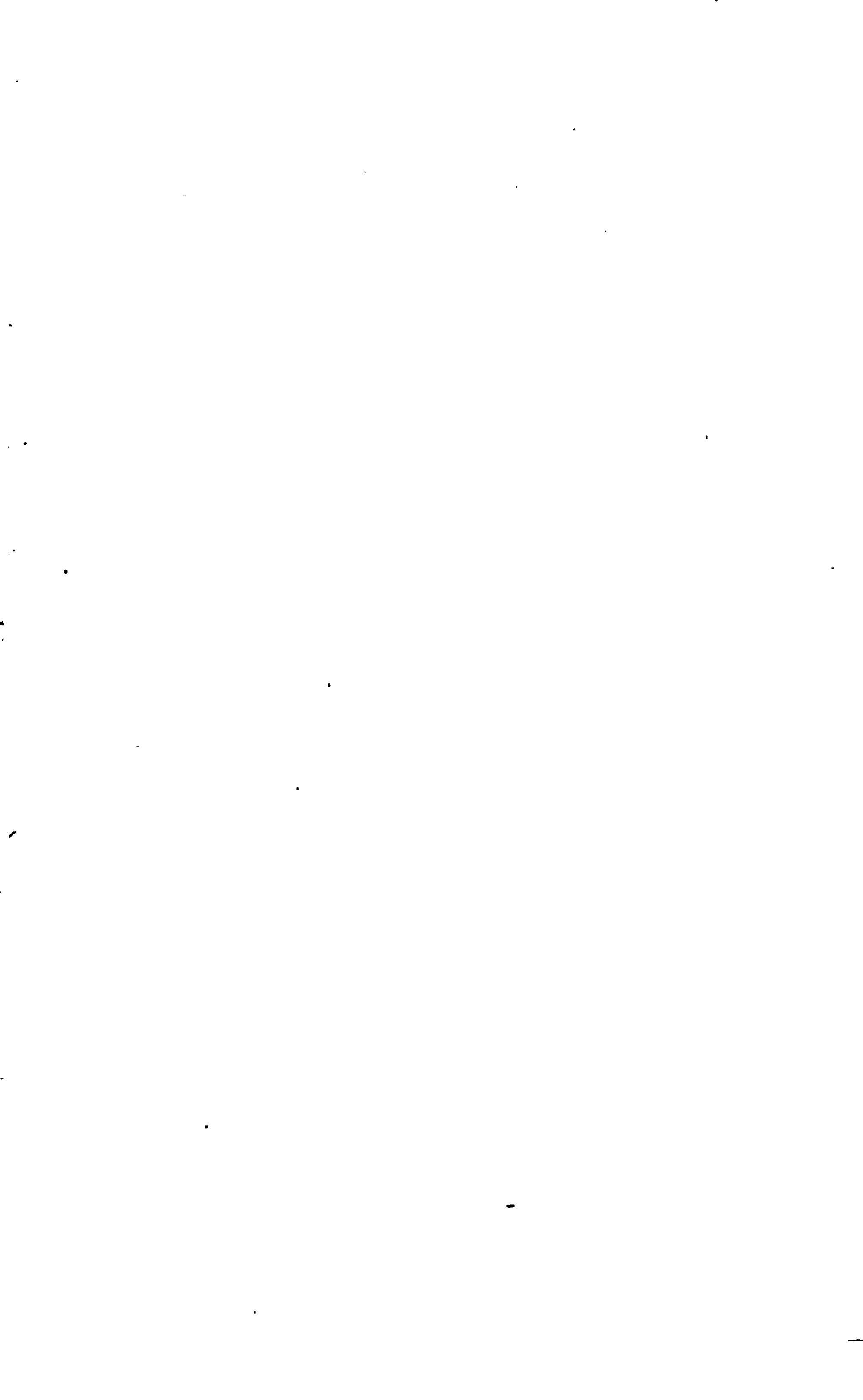



Sci1085.50
SIGILL: COLL: HARVARD: CANTAB: NOV: ANGL: 1650.
CHRISTO ET ECCLESIAE
BOUGHT WITH
THE GIFT OF
WILLIAM GRAY,
OF BOSTON, MASS.
(Class of 1829).
June 25, 1860.









Die

Fortschritte der Physik

im Jahre 1854.

Dargestellt

von

der physikalischen Gesellschaft zu Berlin.

X. Jahrgang.

Redigirt von Dr. A. Krönig.



Berlin.

Druck und Verlag von Georg Reimer.

1857.

Nachrichten über die physikalische Gesellschaft.

Im Laufe des Jahres 1854 wurden folgende neue Mitglieder in die Gesellschaft aufgenommen:

Lieut. v. Teichmann, Dr. Pflüger, Dr. Dumas, Hr. Westphal, Dr. Hermes, Hr. Wege, Hr. Stahlschmidt, Dr. Clebsch, Hr. Weiland, Hr. Grashof, Dr. Förster, Dr. G. Kessler.

Ausgeschieden sind:

Lieut. Mensing, Lieut. Richter, Lieut. Lange, Lieut. Meyer, Dr. Goldmann, Mechaniker Bötticher, Dr. Hermes, so dafs am Ende des Jahres 1854 Mitglieder der Gesellschaft waren:

Hr. Dr. Aronhold.
— Artopé in Elberfeld.
— Prof. Dr. Beer in Bonn.
— Prof. Dr. Beetz in Bern.
— Oberlehrer Dr. Bertram.
— Prof. Dr. Beyrich.
— Prof. Dr. E. du Bois-Reymond.
— Dr. P. du Bois-Reymond in Königsberg.
— Dr. Brix.
— Lieut. Dr. v. Bruchhausen in Zürich.
— Prof. Dr. Brücke in Wien.
— Prof. Dr. Brunner jun. in Bern.
— F. Burckhardt in Basel.

Hr. Prof. Dr. Buys-Ballot in Utrecht.
— Prof. Dr. Clausius in Zürich.
— Dr. Clebsch.
— Prof. Dr. D'Arrest in Leipzig.
— Dr. Dub.
— Dr. Dumas.
— Dr. Ewald.
— Prof. Dr. v. Feilitzsch in Greifswald.
— Graf v. Fernemont.
— Prof. Dr. Fick in Zürich.
— Dr. Flohr.
— Dr. Förster.
— Dr. Franz.
— Dr. Friedländer.
— Grashof.

Hr. Dr. Grossmann in Schweidnitz.
— Dr. Hagen.
— Mechaniker Halske.
— W. Hansen in Gotha.
— Prof. Dr. Heintz in Halle.
— Prof. Dr. Helmholtz in Bonn.
— Dr. d'Heureuse.
— Dr. Heusser in Zürich.
— Jagor.
— Dr. Jungk.
— Prof. Dr. G. Karsten in Kiel.
— Dr. F. Kessler in Danzig.
— Dr. G. Kessler.
— Prof. Dr. Kirchhoff in Heidelberg.
— v. Kiréewsky in Rufsland.
— Prof. Dr. Knoblauch in Halle.
— Dr. Kremers in Bonn.
— Dr. Krönig.
— Prof. Dr. Kuhn in München.
— Prof. Dr. Lamont in München.
— Prof. Dr. Langberg in Christiania.
— Dr. Lasch in Cöpenik.
— Apotheker Lieber.
— Dr. Lieberkühn.
— Lomax in Cöpenik.
— Dr. Luchterhandt.
— Prof. Dr. Ludwig in Wien.
— Hauptmann v. Morozowicz.
— Dr. Paalzow.

Hr. Dr. Pflüger.
— Dr. Pringsheim.
— Prof. Dr. Quetelet in Brüssel.
— Medicinalrath Dr. Quincke.
— Prof. Dr. Radicke in Bonn.
— Prof. Dr. Roeber.
— Rohrbeck.
— Dr. Roth.
— Dr. A. Schlagintweit.
— Dr. H. Schlagintweit.
— Lieut. Siemens.
— Dr. Soltmann I.
— Soltmann II.
— Dr. Sonnenschein.
— Splitgerber.
— Dr. Spörer in Anklam.
— Stahlschmidt.
— Dr. Strahl.
— Lieut. v. Teichmann.
— Prof. Dr. Tyndall in London.
— Ventzke.
— Dr. Vettin.
— Dr. Vögeli am Bodensee.
— Wege.
— Weiland.
— Dr. Weissenborn.
— Prof. Dr. Werther in Königsberg.
— Westphal.
— Prof. Dr. Wiedemann in Basel.
— Dr. Wilhelmy.

Im zehnten Jahre des Bestehens der physikalischen Gesellschaft wurden folgende Originaluntersuchungen von Mitgliedern in den Sitzungen vorgetragen:

1854.

10. Febr. ARONHOLD. Ueber die Methode der kleinsten Quadrate.

21. April. SPLITGERBER. Ueber die Porosität und das dadurch mögliche Färben der Achate, Chalcedone etc.

HEINTZ. Ueber Fette und fette Säuren, namentlich über die Veränderung der Schmelzpunkte durch verschiedene Mischung derselben.

5. Mai. H. SCHLAGINTWEIT. Vorlegung von Versuchen, Terrains durch Photographie darzustellen.

19. Mai. VETTIN. Ueber einige durch graphische Aufzeichnung der Winde gewonnene Resultate.

2. Juni. P. DU BOIS-REYMOND. Ueber einige neue Erscheinungen und deren Erklärung. 1) Die Erscheinungen der Ausbreitung des Aethers und Alkohols auf Oel und die Vertreibung desselben auf festem Boden. 2) Der stillstehende Tropfen.

16. Juni. BEETZ. Ueber die Leitungsfähigkeit, welche Isolatoren beim Erwärmen annehmen.

30. Juni. HELMHOLTZ. Ueber die Geschwindigkeit einiger Vorgänge in den Nerven und Muskeln.

14. Juli. HALSKE. Ueber den MORSE'schen Telegraphen und über Verbesserungen daran von SIEMENS und HALSKE.

W. HANSEN. Ueber eine elektromagnetische Gravirmaschine.

28. Juli. KREMERS. Versuch, die relative Löslichkeit der Salze aus ihrer Constitution herzuleiten.

20. Oct. CLAUSIUS. Ueber eine veränderte Form des zweiten Hauptsatzes der mechanischen Wärmetheorie.

15. Dec. SIEMENS. Ueber eine neue Stromleitung, welche telegraphische Apparate zum gleichzeitigen Sprechen von beiden Seiten mittelst eines Drahtes brauchbar macht. Vorzeigung solcher Apparate.

1855.

12. Jan. W. HANSEN. Bemerkungen über die Anwendbarkeit der Keilräder zur Fortpflanzung drehender Bewegungen.

Verzeichnifs der im Jahre 1856 für die physikalische Gesellschaft eingegangenen Geschenke.

Almanach der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften. VI. 1856. Wien.

Almanach der Königlich bayerischen Akademie der Wissenschaften für das Jahr 1855. München.

W. Beetz. Zur Theorie der Nobili'schen Farbenringe. (Pogg. Ann.)

G. C. Berendt. Die im Bernstein befindlichen organischen Reste der Vorwelt. II. Berlin 1856.

Berichte über die Verhandlungen der Königlich sächsischen Gesellschaft der Wissenschaften zu Leipzig. Mathematisch-physische Classe. 1854. III, 1855. I, II, 1856. I. Leipzig 1855, 1856.

Bericht über die zur Bekanntmachung geeigneten Verhandlungen der Königlich preufsischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin. 1855 Nov.- 1856 Oct. Berlin 1855, 1856.

P. W. Brix. Zeitschrift des deutsch-österreichischen Telegraphenvereins. 1855. No. 9- 1856. No. 8. Berlin 1855, 1856.

E. Brücke. Grundzüge der Physiologie und Systematik der Sprachlaute. Wien 1856.

R. Clausius. Ueber die Anwendung der mechanischen Wärmetheorie auf die Dampfmaschine. (Pogg. Ann.)

Comptes rendus hebdomadaires de l'Académie des sciences. XXVI-XXXIX. Paris 1848-1854.

H. D'Arrest. Resultate aus Beobachtungen der Nebelflecken und Sternhaufen. Erste Reihe. Leipzig 1856. (Abh. d. Leipz. Ges.)

F. Dellmann. Allgemeine Gröfsenbestimmung der homoëdrischen Formen des regelmäfsigen Krystallsystems. Kreuznach 1854.

Denkschriften der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften. Mathematisch-naturwissenschaftliche Classe. X, XI. Wien 1855, 1856.

Det Kongelike danske Videnskabernes Selskab Skrifter. Naturvidenskabelig og matematisk Afdeling. (5) IV. No. 1. Kjöbenhavn 1856.

M. W. Drobisch. Nachträge zur Theorie der musikalischen Tonverhältnisse. Leipzig 1855. (Abh. d. Leipz. Ges.)

G. Forchhammer. Oversigt over det Kongelike danske Videnskabernes Selskabs Forhandlinger og dets Medlemmers Arbeider i Aaret 1855. Kjöbenhavn.

Gelehrte Anzeigen. XL, XLI. München.

C. Giebel und W. Heintz. Zeitschrift für die gesammten Naturwissenschaften V, VI. Berlin 1855.

G. Guarini, L. Palmieri ed A. Scacchi. Memoria sullo incendio Vesuviano del mese di Maggio 1855. Napoli 1855.

P. A. Hansen. Auseinandersetzung einer zweckmäfsigen Methode zur Berechnung der absoluten Störungen der kleinen Planeten. Leipzig 1856. (Abh. d. Leipz. Ges.)

F. B. W. v. Hermann. Ueber die Gliederung der Bevölkerung des Königreichs Bayern. München 1855.

J. C. Heusser. Das Erdbeben im Visperthal im Jahr 1855. (An die zürcherische Jugend von der naturforschenden Gesellschaft.)

Jahrbuch der Kaiserlich-Königlichen geologischen Reichsanstalt. 1855. No. 3 - 1856. No. 1. Wien.

Jahresbericht der Wetterauer Gesellschaft für die gesammte Naturkunde zu Hanau über die Gesellschaftsjahre von August 1853 bis dahin 1855. Hanau 1855.

Jahresbericht des physikalischen Vereins zu Frankfurt am Main für das Rechnungsjahr 1854-1855.

V. Jakschitch. Statistique de Serbie. No. 1. Belgrade 1855.

R. Kohlrausch und W. Weber. Elektrodynamische Maafsbestimmungen, insbesondere Zurückführung der Stromintensitätsmessungen auf mechanisches Maafs. Leipzig 1856. (Abh. d. Leipz. Ges.)

K. Kreil. Jahrbücher der k. k. Centralanstalt für Meteorologie und Erdmagnetismus. IV. Jahrgang 1852. Wien 1856.

A. Krönig. Grundzüge einer Theorie der Gase. Berlin 1856.

A. T. Kupffer. Compte-rendu annuel du directeur de l'observatoire physique central. Année 1854. St.-Pétersbourg 1855.

— — Annales de l'observatoire physique central de Russie. Années 1851-1853. St.-Pétersbourg 1853, 1855.

J. Lamont. Annalen der Königlichen Sternwarte bei München. (2) VII. München 1854.

— — Denkrede auf die Akademiker T. Siber und G. S. Ohm. München 1855.

E. Liais. Considérations sur le climat de Cherbourg. Cherbourg 1849.

E. Liais. Théorie mathématique des oscillations du baromètre et recherche de la loi de la variation moyenne de la température avec la latitude. Paris 1851.

— — Note sur les observations faites à Cherbourg (Manche) pendant l'éclipse du 28 juillet 1851. Cherbourg 1851.

— — Mémoire sur la substitution des électromoteurs aux machines à vapeur, et description d'un électromoteur d'une grande puissance et d'une horloge électromagnétique à force régulatrice rigoureusement constante. Paris 1852.

— — Mémoire sur un bolide observé dans le département de la Manche, le 18 novembre 1851. Cherbourg 1852.

— — Recherches sur la température de l'espace planétaire. (Mém. d. l. Soc. de Cherbourg.)

— — Sur les sources de lumière et les causes de non-interférence. Cherbourg 1853. (Mém. d. l. Soc. d. Cherbourg.)

— — De l'emploi de l'air chauffé comme force motrice. Paris 1854. (Mém. d. l. Soc. d. Cherbourg.)

— — De l'influence de la latitude sur la pression moyenne du baromètre et sur la direction générale du vent à la surface du sol. Versailles 1854. (Annu. d. l. Soc. météor.)

Mémoires de la Société Impériale des sciences naturelles de Cherbourg. II. Cherbourg 1854.

Mittheilungen der naturforschenden Gesellschaft in Bern. 1854. No. 314-1855. No. 359. Bern 1854, 1855.

Prince Napoléon. Expériences sur la direction des courants de l'océan atlantique septentrional. (C. R.)

Neue Denkschriften der allgemeinen schweizerischen Gesellschaft für die gesammten Naturwissenschaften. XIV. Zürich 1855.

L. Palmieri. Sulle scoperte Vesuviane attenenti alla elettricità atmosferica. Napoli 1854.

Philosophical transactions of the Royal Society of London. 1851. II, 1855. II, 1856. I. London 1851-1856.

J. Plateau. Recherches expérimentales et théoriques sur les figures d'équilibre d'une masse liquide sans pesanteur. Troisième série. (Mém. d. Brux.)

— — Sur les théories récentes de la constitution des veines liquides lancées par des orifices circulaires. (Bull. d. Brux.)

N. Pringsheim. Untersuchungen über Befruchtung und Generationswechsel der Algen. Berlin 1856. (Berl. Monatsber.)

Proceedings of the Royal Society of Edinburgh. III. No. 43-46. Session 1852-3, 1853-4, 1854-5, 1855-6.

Proceedings of the Royal Society of London V. No. 76, VI. No. 78-82, VII. No. 13-17, VIII. No. 18-22.

Rendiconto della Società Reale Borbonica. Accademia delle scienze. Anno IV. 1855. Napoli 1855.

A. Reslhuber. Untersuchungen über das atmosphärische Ozon. (Wien. Ber.)

Roeber. Brechung und Reflexion des Lichts durch eine Kugel. Programm der Gewerbeschule. Berlin 1854.

E. v. Russdorf. Populäre Vorträge zur Förderung der Gesundheitscultur. Berlin 1854.

— — Die Frage der Lebensverlängerung. Berlin 1856.

A. Secchi ed E. F. Scarpellini. Pontificia corrispondenza meteorologica telegrafica in Roma a mezzodì. I. Roma 1856.

Sitzungsberichte der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften. Mathematisch-naturwissenschaftliche Classe. 1855. No. 5 - 1856. No. 3. = XVI. No. 2 – XX. No. 1. Wien 1855, 1856.

Table générale des Comptes rendus des séances de l'Académie des sciences (Tomes I-XXXI). Paris 1853.

The Royal Society. 30th November 1855.

Transactions of the Royal Society of Edinburgh. XX. No. 4- XXI. No. 3. Session 1852-3, 1853-4, 1854-5, 1855-6.

J. Tyndall. Further researches on the polarity of the diamagnetic force. (Phil. Trans.)

— — Comparative view of the cleavage and slate rocks. (Phil. Mag.)

Verhandlungen der allgemeinen schweizerischen Gesellschaft für die gesammten Naturwissenschaften. 1854, 1855.

F. Vettin. Meteorologische Untersuchungen. (Pogg. Ann.)

P. Volpicelli. Sull' associazione di più condensatori fra loro per l'aumento della elettrostatica tensione. Roma 1855. (Atti de' nuovi Lincei.)

F. Zantedeschi. Descrizione di uno spettrometro e degli esperimenti eseguiti con esso, risguardanti i cambiamenti che si osservano nello spettro solare. Padova 1856.

— — Ricerche sulle leggi della capillarità. (Atti dell' Ist. Veneto.)

Nachtrag zur Erklärung der Citate.

(Siehe Berl. Ber. 1852. p. VII.)

Abh. d. naturf. Ges. zu Görlitz.

Abhandlungen der naturforschenden Gesellschaft zu Görlitz. VII. No. 1. Görlitz 1855. 8.

Ann. d. ponts et chauss. Mém.

Annales des ponts et chaussées. Mémoires et documents relatifs à l'art des constructions et au service de l'ingénieur. (3) VII, VIII. Paris 1854. 8.

Arch. f. Ophthalm.

Archiv für Ophthalmogie I. No. 1 von A. v. Graefe. Berlin 1854. — I. No. 2, mit neuer Paginirung, von F. Arlt, F. C. Donders und A. v. Graefe. Berlin 1855. 8.

Ber. d. oberhess. Ges.

Bericht der oberhessischen Gesellschaft für Natur- und Heilkunde. V. Giefsen 1855. 8.

I. erschien 1847, II. 1849, III. 1853, IV. 1854.

Boll Arch.

Archiv der Freunde der Naturgeschichte in Meklenburg von E. Boll. VIII. Neubrandenburg 1854. 8.

Bull. d. natural. d. Moscou.

Bulletin de la Société Impériale des naturalistes de Moscou, par Renard. Tome XXVIII. Année 1855. Moscou 1855. 8.

Es erscheinen jährlich 4 Hefte = 1 Tome = 1 Année. Je zwei Hefte sind fortlaufend paginirt.

Cimento.

Il nuovo Cimento, Giornale di fisica, di chimica e scienze affini, da C. Matteucci e R. Piria. Anno II = Tomo III, IV. Torino e Pisa 1856. 8.

Es erscheint monatlich ein Heft. 6 Hefte bilden einen Band.

Edinb. J.

Edinburgh new philosophical Journal, by T. Anderson, W. Jardine and J. H. Balfour. (2) I, II = No. 1-4. Edinburgh 1855. 8.

Fechner C. Bl.

Centralblatt für Naturwissenschaften und Anthropologie, von G. T. Fechner. I. No. 1-52. Leipzig 1853. — II. No. 1-26. Leipzig 1854. 4.

Henle u. v. Pfeufer.

Zeitschrift für rationelle Medicin, von J. Henle und C. v. Pfeufer. Leipzig und Heidelberg. 8.

Jahresber. d. Frankfurt. Ver.

Jahresbericht des physikalischen Vereins zu Frankfurt a. M. 8.

Mém. d. l. Soc. d. Liége.

Mémoires de la Société des sciences de Liége. VIII. Liége 1853. 8.

Notizbl. f. Erdk.

Notizblatt des Vereins für Erdkunde und verwandte Wissenschaften zu Darmstadt. I. No. 1.-20. Darmstadt 1855. — I. No. 21-40. Darmstadt 1856. 8.

Petermann Mitth.

Mittheilungen aus J. Perthes' geographischer Anstalt über wichtige neue Erforschungen auf dem Gesammtgebiete der Geographie, von A. Petermann. 1855. Gotha. 4.

Es erscheint monatlich ein Heft. 12 Hefte bilden einen Band.

Pogg. Ann.

Annalen der Physik und Chemie, von J. C. Poggendorff. Leipzig. 8.

$$1824\text{-}1833,\ \text{I-XXIX}: \frac{B+1,2,3}{3} + 1823 = J,\quad (J\text{-}1824)3 + 0,1,2 = B.$$

$$1834\text{-}1856,\ \text{XXXI-XCIX}: \frac{B+0,1,2}{3} + 1823 = J,\quad (J\text{-}1824)3 + 1,2,3 = B.$$

XXX. erschien 1836, Ergänzungsband I. 1842, Erg. II. 1848, III. 1853, IV. 1854.

(2) I-XXX = (1) XXXI-LX; (3) I-XXX = (1) LXI-XC; (4) I-IX = (1) XCI-XCIX.

Pogg. Ann. I-XCIX = L. W. Gilbert's Annalen der Physik LXVII-CLXXV.

Qu. J. of math.

The quarterly journal of pure and applied mathematics, by

J. J. SYLVESTER, N. M. FERRERS, G. G. STOKES, A. CAYLEY and M. HERMITE. I. London. 8.

No. 1-3. erschienen 1855, No. 4. 1856, No. 5. 1857. Vier Hefte bilden einen Band.

THOMSON J.

The Cambridge and Dublin mathematical Journal. Cambridge. 8.

VIII. = (2) XII. = No. 31-33 für 1853 ist herausgegeben von W. THOMSON und N. M. FERRERS.

IX. = (2) XIII. = No. 34-36 für 1854 ist herausgegeben von N. M. FERRERS.

Als Fortsetzung von THOMSON J. erscheint jetzt Qu. J. of math.

Verh. d. naturf. Ges. in Basel.

Verhandlungen der naturforschenden Gesellschaft in Basel. Basel. 8.

No. 1. erschien 1854, No. 2. 1855, No. 3. 1856. Diese drei Hefte sind fortlaufend paginirt.

VIERORDT Arch.

Archiv für physiologische Heilkunde, von K. VIERORDT, W. GRIESINGER, W. ROSER und C. A. WUNDERLICH. Jahrgang XIV. Stuttgart 1855. 8.

Der Jahrgang besteht aus 4 Heften.

Wien. Denkschr.

Denkschriften der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften. Mathematisch-naturwissenschaftliche Classe. Wien. Folio.

I. erschien 1850, II. 1851, III. und IV. 1852, V. 1853, VI.-VIII. 1854, IX. und X. 1855, XI. und XII. 1856.

Jeder Band enthält, besonders paginirt, 1) Abhandlungen von Mitgliedern der Akademie, 2) Abhandlungen von Nichtmitgliedern.

WOLF Z. S.

Vierteljahrsschrift der naturforschenden Gesellschaft in Zürich, von R. WOLF. I. Zürich 1856. 8.

Z. S. f. Math.

Zeitschrift für Mathematik und Physik, von O. SCHLÖMILCH und B. WITZSCHEL. Jahrgang I. Leipzig 1856. 8.

Es erscheinen jährlich 6 Hefte.

Jeder Jahrgang enthält, besonders paginirt, 1) Aufsätze, 2) Literaturzeitung.

Inhalt.

Erster Abschnitt.

Allgemeine Physik.

Seite

8. Hydromechanik.

Zweiter Abschnitt.

Akustik.

Dritter Abschnitt.

Optik.

Vierter Abschnitt.

Wärmelehre.

Fünfter Abschnitt.

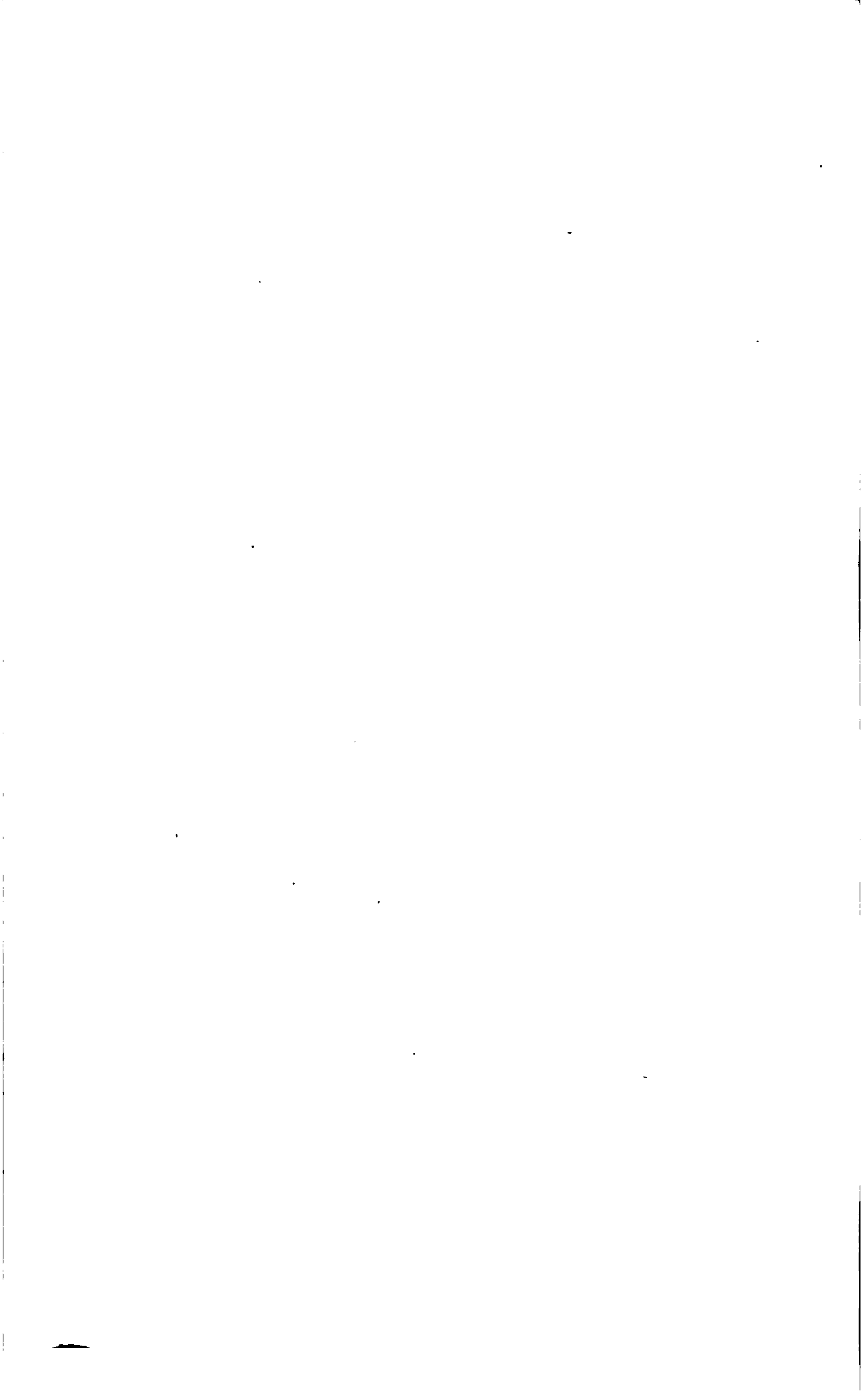
Elektricitätslehre.

Sechster Abschnitt.

Physik der Erde.

Erster Abschnitt.

Allgemeine Physik.



1. Molecularphysik.

WITTWER. Sur la force qui préside aux actions chimiques. C. R. XXXVIII. 750-752†; Phil. Mag. (4) VII. 528-529.

Hr. WITTWER hält es für möglich, die bei Bildung oder Zersetzung chemischer Verbindungen auftretenden Licht- und Wärmeeffecte als Maafs der chemischen Kraft zu benutzen. Die nähere Anwendung, welche er hiervon zu machen gedenkt, ist aus den kurz gefafsten Andeutungen dieser brieflichen Mittheilung nicht zur Genüge ersichtlich. *Wi.*

DUMAS. Sur un moyen graphique propre à mettre en évidence les rapports qui unissent la composition chimique des corps et leurs propriétés physiques. C. R. XXXIX. 1037-1039†; Inst. 1854. p. 409-409, p. 419-420; Cosmos V. 609-611†, 635-636†, 664-665†; Arch. d. sc. phys. XXVIII. 68-70; SILLIMAN J. (2) XIX. 407-408†.

Hr. DUMAS sucht durch eine graphische Darstellung den Zusammenhang zwischen chemischer Zusammensetzung und physikalischen Eigenschaften der Körper anschaulich zu machen, indem er die Atomgewichte als Abscissen aufträgt, die zugehörigen Ordinaten einer bestimmten Weise des physikalischen Verhaltens proportional setzt, und die Endpunkte der Ordinaten durch Linien verbindet. Indem er bezüglich der Atomvolume der Körper so verfährt, findet er für isomorphe Substanzen letztere Linien in

vielen Fällen der Abscissenaxe parallel (die Atomvolume der Isomorphen also gleich) oder doch dieselbe unter einem spitzen Winkel schneidend, mithin das Atomvolum wachsend mit dem Atomgewicht. Wo Abweichungen vorkommen, ergiebt sich ein Zusammenhang mit den Löslichkeitsverhältnissen, indem jederzeit diejenige Verbindung, deren Atomvolum unterhalb jener Linie liegt, welche also bei der Bildung eine gröfsere Contraction erfahren hat, sich am wenigsten löslich zeigt. In einer späteren Mittheilung (Cosmos V. 664) macht Hr. Dumas Anwendung von diesem Verfahren auf die organischen Verbindungen, und findet hier bezüglich der Alkohole, der Aetherarten, der organischen Säuren etc. interessante Beziehungen zwischen Atomvolum und Zusammensetzung, welche im Allgemeinen darauf hinauskommen, dafs die Endpunkte der den Atomvolumen proportionalen Ordinaten für ein und dieselbe Reihe homologer Verbindungen auf einer zur Abscissenaxe geneigten Geraden liegen. So für Wasser (H^2O^2) und die Reihe der Alkohole $C^nH^{n+2}O^2$, für Wasserstoffüberoxyd (H^2O^4) und die Reihe der Säuren $C^nH^nO^4$, für Salpetersäurehydrat und die Reihe der salpetersauren Aether, für Schwefelsäurehydrat und die Reihe der schwefelsauren Aether etc. Die jeder dieser Reihen entsprechenden Verbindungslinien der Atomvolume sind dann wieder unter einander parallel. — Man sieht leicht ein, dafs diese graphische Darstellung nur in einer andern Weise die Resultate wiedergiebt, auf welche die demnächst zu erwähnenden Betrachtungen von Kopp schon seit längerer Zeit geführt haben. *Wi.*

H. Kopp. Ueber die specifischen Volume flüssiger Verbindungen. Liebig Ann. XCII. 1-32†; Chem. C. Bl. 1855. p. 116-124; Ann. d. chim. (3) XLIII. 353-366; Arch. d. sc. phys. XXVIII. 200-207; Silliman J. (2) XIX. 418-420.

Hr. Kopp hat bereits in mehreren früheren Aufsätzen, welche Gegenstand der Besprechung in diesen Berichten geworden sind [1], aufmerksam gemacht auf den Zusammenhang zwischen specifischem Volum und Zusammensetzung flüssiger organischer Verbindungen.

[1]) Berl. Ber. 1845. p. 4.

Die Resultate, zu welchen er damals gelangte, sind in folgenden Sätzen ausgesprochen.

1) Gleicher Zusammensetzungsdifferenz entspricht gleiche Differenz der specifischen Volume.

2) Aequivalente Mengen Sauerstoff und Wasserstoff nehmen in flüssigen Verbindungen nahezu gleichen Raum ein.

3) Demselben Element steht wesentlich immer dasselbe specifische Volum zu; das specifische Volum einer Verbindung wird daher ausgedrückt durch die Summe der specifischen Volume seiner Bestandtheile.

4) Die specifischen Volume von Flüssigkeiten dürfen nur verglichen werden für correspondirende Temperaturen, d. h. für solche, bei welchen ihre Dämpfe gleiche Spannkraft haben.

Da nach dem letzteren Satze — zu dessen Begründung aufs Neue an zahlreichen Beispielen gezeigt wird, dafs sich überhaupt nur unter diesem Vorbehalt Uebereinstimmungen ergeben — nur die Volume bei correspondirenden Temperaturen verglichen werden dürfen, zu deren Ermittelung aber neben der Bestimmung des specifischen Gewichts für mittlere Temperatur auch die Kenntnifs des Siedpunkts und der Ausdehnungsverhältnisse der Flüssigkeiten erforderlich ist, so fehlte es früher in den meisten Fällen an hinreichend zuverlässigen Erfahrungsdaten; mehr oder weniger grofse Abweichungen von der vermutheten Gesetzmäfsigkeit konnten daher nicht überraschen. Diese fehlenden Daten war Hr. Kopp inzwischen bemüht durch eigene Experimentaluntersuchungen herbeizuschaffen, und benutzt nun dieselben zur Wiederaufnahme seiner jetzt sicherer begründeten Rechnungen. In dem vorliegenden Aufsatz werden die Resultate derselben mitgetheilt, insoweit sie die früher aufgestellten Sätze bestätigen oder widerlegen. Es zeigt sich für eine lange Reihe von Alkoholen, Aetherarten und Säuren, dafs bei ihnen gleicher Zusammensetzungsdifferenz eine gleiche Differenz der specifischen Volume entspricht, nämlich der Zusammensetzungsdifferenz C^2H^2 sehr angenähert eine Differenz der specifischen Volume $= 22$. Hiermit war also der erste der früher aufgestellten Sätze bestätigt. Dabei ergab sich zugleich für mehrere Fälle isomerer Verbindungsgruppen, dafs Flüssigkeiten von gleicher empirischer

Formel, aber ungleicher rationeller Constitution gleiche specifische Volume besitzen.

In Bestätigung des zweiten Satzes ergab sich auch jetzt, dafs äquivalente Gewichte Sauerstoff und Wasserstoff sich in flüssigen Verbindungen ohne erhebliche Volumveränderung vertreten können.

Von besonderer Wichtigkeit war die Prüfung der Annahme, dafs jeder Bestandtheil einer flüssigen Verbindung mit einem bestimmten, für alle Fälle constanten Volum in dieselbe eintrete, das specifische Volum der Verbindung $C_x H_y O_z$ also berechnet werden könne aus dem specifischen Volum der Bestandtheile nach der Formel

$$V(C_x H_y O_z) = xc + yh + zo.$$

Wurde hierbei die Annahme zu Grunde gelegt, dafs die specifischen Volume von O und H gleich sind, so ergab sich aus dem specifischen Volum des Wassers = 9,39, für den Siedpunkt als Punkt der correspondirenden Temperatur bestimmt, $h = o = 4,7$. Da nun das specifische Volum der Gruppe $C_2 H_2 = 22$ ist, so erhält man $c = 6,3$. Mit diesen Werthen konnten aber die specifischen Volume der flüssigen organischen Verbindungen, wie sie sich aus den neuesten und zuverlässigsten Beobachtungen ergeben, nicht in Uebereinstimmung berechnet werden. Ueberhaupt wurde diese ganze Auffassung, wonach das specifische Volum der Verbindungen immer gleich sein sollte der Summe der specifischen Volume der Bestandtheile, dadurch widerlegt, dafs sich in mehreren Fällen ergab

$$V(C_{2x} H_{2y} O_{2z}) < 2 V(C_x H_y O_z).$$

Auch die Annahme, welche Hr. Kopp versuchte, wonach in allen Fällen

$$V(C_x H_y O_z) = xc + yh + zo + \text{constans},$$

liefs sich in Uebereinstimmung mit der Erfahrung nicht durchführen. Ein befriedigenderes Resultat wurde erlangt, als die Ansichten von Gerhardt und Williamson über die Constitution der organischen Verbindungen zu Grunde gelegt wurden. Diesen gemäfs wurde dann eine für verschiedene Typen verschiedene Gruppirung der Bestandtheile angenommen und zugleich eingeräumt, was Hr. Kopp früher für unzuläsig gehalten hatte, dafs

ein und dasselbe Element, z. B. Sauerstoff, je nach seiner Stellung in der Verbindung mit verschiedenem Aequivalentvolum in dieselbe eintreten könne. Es wurde nämlich das specifische Volum des Sauerstoffs im Radical = 6,3, neben dem Radical = 3,1 angenommen.

Diese Berechnungsweise, welche allerdings zu einer bessern Uebereinstimmung mit den Beobachtungen führt, involvirt dann aber auch das Zugeständnifs, dafs allerdings die chemische Constitution von Einflufs sei auf das specifische Volum einer Verbindung, letzteres also nicht ohne Kenntnifs jener, blofs aus der empirischen Zusammensetzung gefunden werden könne.

Schliefslich hebt Hr. Kopp noch hervor, dafs die von ihm gefundenen Beziehungen zwischen specifischem Volum und Zusammensetzung ungefähr in gleicher Ausdehnung gültig seien wie die Zusammenhänge zwischen Krystallgestalt und chemischer Zusammensetzung, auf denen die Lehre vom Isomorphismus beruht, vorkommende Ausnahmen also eben so wenig die Wichtigkeit jener wie dieser Beziehungen für die Wissenschaft beeinträchtigen können. *Wi.*

F. B. Whitaker. Glass mercury tubes. Mech. Mag. LXI. 447-447†.

Ein Glasrohr, welches als Manometerrohr an einem Dampfkessel gedient hatte, wurde zum Behuf der Reinigung auf einen Tisch gelegt, und zerfiel hier von selbst plötzlich in zolllange Stücke. Dabei wird erwähnt, dafs zuweilen Aehnliches vorkomme, wenn das Innere eines Glasrohrs zuvor mit einem Eisendraht unter kräftigem Druck überfahren wurde. *Wi.*

E. H. Weber. Mikroskopische Beobachtungen sehr gesetzmäfsiger Bewegungen, welche die Bildung von Niederschlägen harziger Körper aus Weingeist begleiten. Leipz. Ber. 1854. p. 57-67; Pogg. Ann. XCIV. 447-459†.

Die von Hrn. Weber beschriebenen Bewegungsphänomene sind zweierlei Art:

1) Circulationsströme, welche an der Oberfläche von Luft-

blasen entstehen, die sich in einer Harzlösung zwischen zwei Glasplatten befinden. Dieselben wurden dadurch erhalten, dafs man zwischen zwei auf einander liegenden Glasplatten einige Tropfen Spiritus sich verbreiten, sodann ein Tröpfchen mit Weingeist angeriebenes Gummigutt vom Rand aus sich hineinziehen liefs. Im Innern der Flüssigkeit bildeten sich Luftblasen; diese zeigten sich unter dem Mikroskop von eigenthümlichen Strömungen der Gummiguttpartikelchen umgeben, auf deren ausführliche Beschreibung im Original wir verweisen müssen. Bisweilen gelang es statt der Luftblasen Luftringe zu erhalten, welche gesonderte Tropfen der sich mischenden Flüssigkeiten umgaben, dann zeigten sich ebenfalls, doch anders gerichtete, Strömungen. Dieselben Erscheinungen wurden erhalten, wenn man eine Auflösung von Colophonium in Weingeist mit Wasser niederschlug, und den Niederschlag mit mehr Weingeist zusammenrieb.

2) Circulationsströme, welche man in einem unbedeckten Tröpfchen Harzauflösung während der Bildung eines Niederschlags beobachtet. Während die Strömungen im ersten Falle bei der Mischung der ungleichartigen Flüssigkeiten entstanden, handelt es sich hier um solche, welche die in Folge der Verdunstung eintretende Fällung der Substanz begleiten. Bei jenen, wo die Luft die Flüssigkeit seitlich begränzte, entstanden Circulationen um eine verticale Axe, bei diesen war das Tröpfchen an der Oberfläche von Luft begränzt und die Circulationen vollzogen sich um eine horizontale Axe. Die Beobachtung geschah so, dafs man in einen convexen Spiritustropfen ein wenig mit Wasser angeriebenes Gummigutt brachte; die Flüssigkeit wird, nachdem sich die Mischung unter Bewegungen der ersten Art vollzogen, allmälig ruhig und durchsichtig; nach 5 bis 6 Minuten beginnen dann wieder die lebhaftesten Bewegungen, welche unter dem Mikroskop beobachtet wurden. Der allgemeine Verlauf dieser Bewegungen ist folgender. Die Oberfläche der Tropfen zerfällt in zahlreiche, meist fünfeckige, in der Mitte vertiefte Abtheilungen. Die ausgeschiedenen Harztheilchen bewegen sich von den hellen, erhabenen Rändern, die diese Polyeder begränzen, gegen die Mitte, welche bald eine vertiefte Linie, bald ein vertiefter Punkt ist. Zuletzt werden die eckigen Abtheilungen rund

und durch gröfsere, heller erscheinende Zwischenräume getrennt; die rotirende Bewegung endet dann plötzlich, der Farbestoff hat sich jetzt in fast gleich grofsen und gleichmäfsig verbreiteten, runden Partikelchen abgeschieden. Da Hr. Weber elektrische Vorgänge vermuthete, so wendete er statt der Glasunterlage eine Daguerreotypplatte an, welche durch einen Metalldraht mit dem Erdboden verbunden war. Die Erscheinung wurde dadurch nicht modificirt. Schliefslich wird noch die Ansicht ausgesprochen, dafs aus dem Studium dieser Vorgänge Aufklärung zu erwarten sei über die Ursachen gewisser Bewegungen im Organismus, über die Saftcirculationen in den Zellen der Charen, über den Furchungsprocefs im Dotter der Thiere etc. *Wi.*

G. Wertheim. Mémoire et thèse sur la relation entre la composition chimique et l'élasticité des minéraux. Cosmos IV. 518-520†.

Diese Mittheilung giebt nur eine kurze Uebersicht der Resultate einer von Hrn. Wertheim angestellten Experimentaluntersuchung über die Elasticitätsverhältnisse der Mineralien.

Hiernach ist die Elasticität eines Minerals eine Function der Dichte, der chemischen Zusammensetzung und der Krystallgestalt.

Der Elasticitätscoëfficient wächst caeteris paribus mit der Dichte, und zwar viel schneller als diese. Vergleicht man aber verschiedene Substanzen mit einander, so ist nur bei solchen von analoger Zusammensetzung die Elasticität gröfser bei geringerem Abstande der Molecüle. Für Verbindungen von verschiedenem Typus gilt diese Relation nicht mehr; vielmehr nehmen Molecülabstand und Elasticität zusammen ab, wenn die Molecüle complexer werden. Eine jede Substanz geht mit dem ihr eigenen Elasticitätswerth in Verbindungen ein, doch wird der Elasticitätscoëfficient der Verbindung mit bestimmt durch die Elasticitätsverhältnisse der anderen Bestandtheile. So zeigten alle Minerale, welche Eisen, Nickel und Mangan enthalten, einen sehr hohen Elasticitätscoëfficienten. In vielen Fällen kann man also die Elasticität einer Verbindung im voraus bestimmen aus den bekannten Elasticitätsverhältnissen ihrer Bestandtheile; jedoch zeigten sich

Abweichungen namentlich bei den Oxyden. Die Vergleichung der amorphen und krystallisirten Substanzen gab kein entscheidendes Resultat über den Einfluſs der Krystallisation auf die Elasticitätsgröſse, da hier zugleich Dichtigkeitsunterschiede im Spiel sind. In einem regelmäſsigen Krystall war die Elasticität nach allen Richtungen gleich. Körper, die in demselben System unter verschiedenen Formen krystallisiren, scheinen verschiedene Elasticitätscoëfficienten zu haben; wenigstens ergab sich ein groſser Unterschied für zwei Pyrite von gleicher Dichte und Zusammensetzung, aber verschiedener Krystallform.

Hr. Wertheim hofft diese Untersuchung später auf Krystalle ausdehnen zu können, deren Elasticität nach verschiedenen Richtungen verschieden ist. *Wi.*

Braithwaite. Sur la fatigue des métaux et sur la rupture qui en est l'effet. Bull. d. l. Soc. d'enc. 1854. p. 589-590†; London J. 1854 June p. 455.

Hr. Braithwaite bezeichnet mit dem Ausdruck Fatigue die allmälige Structurveränderung, welche dem Brechen eines Metalles vorausgeht. Im Zustand der Ruhe können die Metalle eine Belastung, welche einen starken Druck und eine Spannung der kleinsten Theile veranlaſst, lange Zeit ertragen; wo aber Anspannung und Abspannung häufig wechseln, da verändert sich allmälig die Structur bis zum Brechen. Brüske Stöſse, auch plötzliche Entlastung können dieselbe Folge haben. Zur Bewährung dieser Angaben werden einige Beispiele angeführt, schlieſslich auch allgemeine Vorsichtsmaaſsregeln besprochen, welche bei Anwendung der Metalle zu Constructionen zu berücksichtigen sind. *Wi.*

Fernere Literatur.

G. Magnus. Ueber rothen und schwarzen Schwefel. Pogg. Ann. XCII. 308-323; Chem. C. Bl. 1854. p. 557-558; Phil. Mag. (4) VIII. 177-186; Inst. 1854. p. 310-311; Z. S. f. Naturw. IV. 55-56; Erdmann J. LXIII. 215-220; Wien. Ber. XIII. 345-347; Liebig Ann. XCII. 238-241; Arch. d. Pharm. (2) LXXXIII. 316-317; Ann. d. chim. (3) XLVII. 194-202.

---

2. Cohäsion und Adhäsion.

---

3. Capillarität.

F. Duprez. Mémoire sur un cas particulier de l'équilibre des liquides. Ann. d. chim. (3) XLII. 500-507. Siehe Berl. Ber. 1850, 51. p. 20.

— — Mémoire sur un cas particulier de l'équilibre des liquides. Deuxième partie. Mém. d. Brux. XXVIII. 5. p. 1-34†; Berl. Ber. 1853. p. 20.

Bei der Fortsetzung seiner Untersuchungen über das Hängenbleiben von Flüssigkeiten in Röhren, die oben verschlossen und unten offen sind, gelangt Hr. Duprez zu folgenden Resultaten.

Der Durchmesser D der weitesten Röhre, in welcher das Phänomen des Hängenbleibens eintreten kann, ist für jede die Röhrenwand benetzende Flüssigkeit eine Function der Capillarhöhe h der Flüssigkeit in einer Röhre von 1^{mm} Radius; es ist nämlich

$$(1) \qquad D = 5{,}525\sqrt{h}.$$

Bezeichnet ferner, ebenso wie in der vorigen Abhandlung (Berl. Ber. 1850, 51. p. 25), y den Durchmesser einer beliebigen Röhre, x die zugehörige Rifspfeilhöhe der concaven oder convexen Gränzfläche der Flüssigkeit, und ist $R = \frac{D}{2}$, so findet zwischen x, y und D die Gleichung

$$(2) \qquad R^3 - \left(0{,}7289\frac{x^2}{y} + \frac{y}{2}\right)R^2 - 0{,}4169\,x^2R = 0{,}0869\frac{x^4}{y}$$

statt.

Die Resultate der von Hrn. Duprez angestellten Messungen und Berechnungen sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Alkohol von 0,857 spec. Gew. (h = 14,84^{mm} bei 16,5° C.).

Röhren-durchmesser	Rissfeilhöhe bei convexer Gränzfläche	Rissfeilhöhe bei concaver Gränzfläche	Mittlere Rissfeilhöhe	R berechnet aus (2)	R berechnet aus (1)
2,46^{mm}	3,75^{mm}	—	3,81^{mm}	6,62^{mm}	6,74^{mm}
3,75	4,15	—	4,21	6,59	
5,40	4,26	—	4,32	6,54	
7,34	3,96	4,23^{mm}	4,09	6,49	
8,93	3,84	3,87	3,85	6,65	
10,50	3,04	3,11	3,07	6,52	
Mandelöl (h = 7,4^{mm} bei 13° C.).					
2,46	4,03	—	4,17	7,53	7,51
3,75	4,57	—	4,71	7,60	
7,34	4,79	4,87	4,83	7,47	
10,50	4,15	4,42	4,28	7,58	
12,34	2,89	3,31	3,10	7,30	
Aether (h = 5,1^{mm} bei 19° C.).					
7,34	3,59	3,77	3,68	6,01	6,24

Die Werthe von h sind die von Frankenheim gegebenen (Pogg. Ann. XXXVII. 413†, 417†).

Der aus den Formeln (1) oder (2) abzuleitende Werth von D oder $2R$ wird bei den Versuchen niemals erreicht. Um in einer möglichst weiten Röhre eine nicht ausfliefsende Flüssigkeitssäule zu erhalten, verschliefst Hr. Duprez das untere Ende der Röhre durch eine ebene Platte und schiebt diese dann äufserst vorsichtig (vermittelst eines besonderen Apparates) zur Seite. Auf diese Weise gelang der Versuch mit Alkohol bei einer Röhre von 11,65^{mm} Durchmesser; er mifslang bei einer 11,90^{mm} weiten Röhre. Mandelöl blieb hängen bei D = 13,50^{mm}, nicht jedoch bei D = 13,82^{mm}.

Hr. Duprez theilt noch folgenden Versuch mit, der zur Bestätigung seiner theoretischen Ansicht über die in Rede stehende Erscheinung dient. In einer Röhre von 16^{mm} Weite wurde eine Wassersäule mit ebener Gränzfläche zum Schweben gebracht. Die Mitte dieser Gränzfläche wurde von unten her berührt mit einem Tropfen Olivenöl, welches sich sofort über die ganze Oberfläche des Wassers ausbreitete. Sollte die Wassersäule jetzt hängen bleiben, so mufste sie von der Olivenölschicht getragen

werden; da aber dem Olivenöl ein kleineres h und also auch ein kleineres D entspricht als dem Wasser, so flofs die Wassersäule nach der Berührung mit dem Oel sogleich aus. Ein Gegenversuch zeigte, dafs bei Anwendung eines Tropfens Wasser statt des Oeltropfens die Wassersäule nicht ausflofs.

Eine Quecksilbersäule vermochte Hr. Dupasz noch in einer Röhre von 6,00mm Weite schwebend zu erhalten. *Kr.*

E. B. Hunt. On cohesion of fluids, evaporation, and steam-boiler explosions. Edinb. J. LVI. 26-35†.

Hr. Hunt theilt nicht die Ansicht Poisson's, dafs in der Oberflächenschicht einer Flüssigkeit die Cohäsion stärker sei als im Innern. Er glaubt vielmehr aus theoretischen Gründen das Gegentheil nachweisen zu können. Dafs eine Flüssigkeit unter ihrem Siedepunkt nur von der Oberfläche aus verdampft, soll von der hier herrschenden geringen Cohäsion der Theilchen herrühren.

Die Dampfkesselexplosionen, welche häufig erfolgen, wenn die Maschine nach einer Periode des Stillstandes wieder anfängt zu arbeiten, erklärt der Verfasser, indem er sich auf die Versuche Donny's (Berl. Ber. 1846. p. 21) beruft, folgendermafsen. Während des Stillstandes der Maschine wird kein kaltes Wasser in den Kessel gepumpt, und das hier befindliche Wasser verliert seinen Luftgehalt vollständig. Fängt dann die Maschine wieder an zu arbeiten, so gelangt kaltes, lufthaltiges Wasser in den Kessel. An der Oberfläche der durch die Hitze ausgetriebenen Luftblasen tritt dann plötzlich eine so starke Dampfbildung ein, dafs der Kessel zersprengt wird. Hr. Hunt schlägt deshalb zur Verhütung der Explosionen vor, auch während des Stillstandes der Maschine fortwährend kaltes, lufthaltiges Wasser in den Kessel eintreten zu lassen. *Kr.*

J. Plana. Mémoire sur la théorie de l'action moléculaire appliquée à l'équilibre des fluides et à la pression qu'ils exercent contre les surfaces planes ou courbes. Memor. dell' Acc. di Torino. (2) XIV. 1-129.

Es wird über diese Abhandlung berichtet werden, sobald der zweite Theil derselben erschienen ist. *Kr.*

---

4. Diffusion.

A. Fick. Neue Ausstellung an dem Begriffe des endosmotischen Aequivalents. Pogg. Ann. XCII. 333-335†; Z. S. f. Naturw. IV. 49-49.

Hr. Fick hat gefunden, dafs bei endosmotischen Vorgängen die Schwere von Einflufs ist auf das Verhältnifs der sich austauschenden Salz- und Wassermengen. Bekanntlich wird letzteres Verhältnifs nach Jolly's Vorgang als endosmotisches Aequivalent bezeichnet. Es ergab sich aber das endosmotische Aequivalent des Kochsalzes, wenn dasselbe sich unter der Scheidewand in Auflösung befand, = 6,069, dagegen = 5,088 wenn über derselben. Danach ging also der Schwere entgegen, entsprechend einem gleichen Wasserdurchgang, mehr Salz durch die Membran als im Sinne der Schwere. Näheres über die Art und Weise, wie die Versuche angestellt wurden, ist nicht mitgetheilt. *Wi.*

T. Graham. On osmotic force. Athen. 1854. p. 784-785; Cosmos V. 15-20; Phil. Mag. (4) VIII. 151-155; Chem. Gaz. 1854. p. 276-280; Proc. of Roy. Soc. VII. 83-89; Arch. d. sc. phys. XXVII. 37-46; Phil. Trans. 1854. p. 177-228†; Ann. d. chim. (3) XLV. 5-90; J. of chem. Soc. VIII. 43-96.

Hr. Graham hat sich bekanntlich vielfach mit den Vorgängen der Flüssigkeitsdiffusion beschäftigt [1]), vermöge welcher sich Salze

[1]) Berl. Ber. 1850, 51. p. 36.

aus ihren Auflösungen, wenn dieselben in offenen Gefäfsen unter Wasser gebracht werden, durch letzteres verbreiten. Diese Erscheinungen hält er für genügend erklärt durch eine gegenseitige Abstofsung der flüssigen Molecüle. Ueberbindet man das untergetauchte Gefäfs mit einer dünnen Membran, so verbreitet sich in gewissen Fällen das aufgelöste Salz nahezu in gleicher Weise wie aus dem offenen Gefäfs; während aber das Salz durch Diffusion austritt, bewegt sich ein stärkerer Diffusionsstrom des Wassers nach dem Innern des Gefäfses, wodurch das durch die Blase abgeschlossene Flüssigkeitsvolum in letzterem vergröfsert wird. Dabei wird die eingetretene Wassermenge immer ein Multiplum sein der ausgetretenen Salzmenge, dem Verhältnifs entsprechend, in welchem Diffusibilität von Salz und Wasser zu einander stehen. In vielen Fällen fand nun aber diese Constanz des Verhältnisses nicht statt; dabei war die Menge des eintretenden Wassers so überwiegend grofs, dafs Hr. Graham für dessen Bewegung eine von der Diffusion verschiedene Ursache annehmen zu müssen glaubte.

Andere Gelehrte, namentlich Poisson, haben es versucht die Endosmose auf Capillarität zurückzuführen. Hr. Graham stellte Versuche an, um das Ungenügende dieser Erklärung darzuthun. Aus diesen ergiebt sich, dafs die Unterschiede der Capillarerhebung sehr gering sind für Flüssigkeiten, die einen lebhaften endosmotischen Strom hervorrufen; so ergab sich unter anderen für dieselbe Röhre

Capillarhöhe des Wassers	17,75mm
Auflösung von kohlensaurem Kali (10 Procent)	17,55
- - - Natron (10 Proc.)	16,85
- - Oxalsäure (1 Proc.)	17,35
- - Schwefelsäure (1 Proc.) . . .	16,35
- - Salzsäure (1 Proc.)	17,5.

Auch läfst die grofse Wirksamkeit sehr verdünnter Auflösungen, z. B. von nur $\frac{1}{4}$ Proc. Salzgehalt (bei diesen war sogar die der austretenden Salzeinheit entsprechende, eintretende Wassermenge am gröfsten), sich mit den bisherigen Ansichten nicht vereinigen; der Verfasser sah sich daher zur Aufstellung einer eigenen Hypothese veranlafst, über welche wir schliefslich kurz

berichten werden. Er bezeichnet das Eindringen des Wasserüberschusses als Osmose und die bedingende Ursache desselben als osmotische Kraft.

Seine Versuche wurden entweder mit porösen Thongefäfsen oder mit thierischen Membranen angestellt. Bei der ersterwähnten Versuchsreihe diente die Thonzelle einer Grove'schen Säule mit in Guttapercha aufgesetztem, in Millimeter getheiltem Glasrohr als Osmometer. Differenz des hydrostatischen Druckes wurde durch Regulirung des Niveaus innerhalb und aufserhalb des Rohrs vermieden. Die Erhebung der Flüssigkeit im Osmometer fiel für verschiedene Substanzen sehr verschieden aus; danach unterscheidet der Verfasser im Allgemeinen drei Klassen gröfserer, mittlerer und geringerer osmotischer Wirksamkeit, und zwar ergab sich, dafs alle Substanzen der ersten Klasse chemisch activ sind. Auch ist Bedingung für das Eintreten der Osmose, dafs die trennende Schicht, in unserm Falle also die Wandung des Thongefäfses, von der Flüssigkeit angegriffen werde. Bei Anwendung solcher poröser Substanzen, die keine Einwirkung erleiden, wie Gyps, Kohle, gegerbtes Leder etc. zeigte sich keine Osmose. Genauer wurden die osmotischen Vorgänge studirt unter Anwendung thierischer Häute als Zwischenwand. Das zu dem Ende construirte Osmometer bestand aus einem in Millimeter getheilten Glasrohr auf einem birnförmigen Gefäfs, dessen offener Boden mit einer Membran überbunden war. Innerhalb der Membran befand sich, um derselben mehr Haltung zu geben, eine lose aufgeprefste, siebartig durchlöcherte, gefirnifste Zinkplatte. Der hydrostatische Druck wurde wie früher vermieden. Die Versuche dauerten gewöhnlich fünf Stunden. Während dieser Zeit war die Beschaffenheit der äufseren Flüssigkeit nicht merkbar verändert, da im Aufsengefäfs gewöhnlich eine sehr grofse Flüssigkeitsmenge zur Anwendung kam. Aufser der Steigehöhe im Rohr wurde auch in vielen Fällen die Menge des ausgetretenen Salzes bestimmt, so wie die Gewichtsveränderung der Blase, welche sich immer als Verlust ergab. Als trennende Zwischenschicht diente entweder ein Stück Ochsenblase oder ein wiederholentlich mit Eiweifs getränktes baumwollenes Gewebe, auf welchem durch Eintauchen in heifse Wasserdämpfe das Eiweifs

coagulirt war. Die äufsere Muskelschicht der Blase wurde entfernt; die zurückbleibende seröse Membran giebt dann besser übereinstimmende Resultate; unter geeigneten Vorsichtsmaafsregeln konnte letztere Monate lang im Gebrauch bleiben, ohne zu faulen. In Uebereinstimmung mit dem Vorerwähnten fand der Verfasser die Membran bei der Osmose in fortwährender Zersetzung begriffen; sowohl in der innern Salzauflösung als im Wasser des äufsern Gefäfses fanden sich beständig organische Substanzen in Auflösung, welche aus der Membran aufgenommen waren. Eine besonders lebhafte Osmose zeigte sich auch hier bei den chemisch wirksamen Substanzen. In solchen Fällen war die Flüssigkeitsansteigung von überraschender Gröfse. So stieg bei Anwendung einer Auflösung von 0,1 Proc. kohlensaurem Kali die innere Flüssigkeit in 5 Stunden um . . . . 182^{mm}

mit 0,5 Proc. kohlensaurem Kali um 246
- 4 - (und einer andern Membran) um 781
- 10 - - - - - um 863

Bei Anwendung der 0,1 procentigen Auflösung war während der 5 Stunden 1 Theil kohlensaures Kali ausgetauscht gegen 556 Theile Wasser, bei Anwendung einer 1 procentigen Lösung 1 Theil kohlensaures Kali gegen 63,4 Theile Wasser. Bei Benutzung der Eiweifsmembran wurden mit kohlensaurem Kali ganz analoge Resultate erhalten. War die Flüssigkeit auf beiden Seiten der Membran gleich, entweder reines Wasser oder ein und dieselbe Salzauflösung, so trat kein Steigen ein. Häufig fand auch statt des Steigens ein Sinken der Flüssigkeit im innern Rohr statt, welches der Verfasser als negative Osmose bezeichnet. Schon DUTROCHET hatte ein solches Verhalten bei Oxalsäure und Weinsteinsäure (bei einem bestimmten Concentrationsgrade letzterer Auflösung) beobachtet; Hr. GRAHAM findet bei Säuren im Allgemeinen negative Osmose oder doch einen sehr geringen Grad der positiven. In Betreff der zahlreichen Versuche beschränken wir uns auf Mittheilung der vom Verfasser gegebenen übersichtlichen Zusammenstellung. Aus der detaillirten Beschreibung heben wir nur einzelnes als bemerkenswerth heraus.

Citronensäure (1 Proc.) gab $+38^{mm}$, nach Schmelzung durch Erwärmen -38^{mm}.

Weinsteinsäure (1 Proc.) gab $+18^{mm}$, nach Schmelzung durch Erwärmen -68^{mm}.

Traubensäure (1 Proc.) gab im Mittel $+7^{mm}$.

Indifferente Verbindungen gaben eine geringe Osmose, und zwar trat dieselbe dann als reine Diffusion auf; die Menge der austretenden gelösten Substanz war dem Concentrationsgrade der Auflösung nahezu proportional, auch wurde 1 Theil der Substanz durch q Theile Wasser ersetzt, wobei q annähernd constant blieb; so wurde z. B. 1 Theil Zucker ersetzt durch 5,07 Theile Wasser. Ebenso verhielten sich neutrale Salze, wenn dieselben durch den Diffusionsprocefs keine Zersetzung erleiden. Als Repräsentant derselben wurde schwefelsaure Magnesia angewendet. Die Menge des diffundirten Salzes nimmt hier in etwas kleinerem Verhältnifs zu als der Salzgehalt der Auflösung, und zwar ist das Verhältnifs der Zunahme fast dasselbe wie bei den Diffusionsversuchen ohne trennende Membran. Auch die Osmose, d. h. die Steighöhe, wächst sehr nahe dem Salzgehalt proportional. Dies erhellt aus folgenden Zahlen.

Schwefelsaure Magnesia in Auflösung	2	5	10	20 Proc.
Verhältnifs des diffundirten Salzes ohne Membran	2	4,43	8,21	13,73
Verhältnifs des diffundirten Salzes mit Membran	2	4,12	7,48	12,5
Verhältnifs der Osmose mit Membran	2	4,73	9,08	16,54

Ein Theil schwefelsaure Magnesia wird im Mittel ersetzt durch 5,86 Theile Wasser. Aehnlich, doch minder regelmäfsig, verläuft der endosmotische Procefs bei Anwendung von Chlornatrium, Chlorbarium und Chlorcalcium.

Bei den folgenden Substanzen übersteigt die chemische Osmose weit die durch blofse Diffusion bedingte. Kaustisches Kali zeigt in sehr verdünnter Auflösung eine kräftige Osmose. Eine Flüssigkeit mit $\frac{1}{100}$ Proc. Kalihydrat gab bei Anwendung einer doppelten Membran $+81^{mm}$ Steigung, bei Anwendung der Eiweifsmembran $+76^{mm}$. Zunahme des Kaligehalts vermindert die Osmose; auch wurde dann die Membran schnell zerstört.

Mit 1 Proc. Kalihydrat gab die Blase $+13^{mm}$
die Eiweifsmembran -10^{mm}.

Bei den Versuchen mit kohlensaurem Kali und kohlensaurem Natron ergab sich, dafs der Alkaligehalt in der äufsern Flüssigkeit durch Titriren immer geringer gefunden wurde als durch Abdampfen; ein Theil des Alkalis schien also durch eine aus der Membran aufgenommene Substanz gesättigt zu sein. Bemerkenswerth ist ferner der Einflufs, den oft ein geringer Zusatz anderer Salze zu den Auflösungen ausübt. So erniedrigt Zusatz von Chlornatrium die Osmose anderer alkalischer Salze.

Kohlensaures Natron (0,1 Proc.)	188^{mm}
Dasselbe (0,1 Proc.) mit Chlornatrium (1 Proc.)	32
Kohlensaures Kali (1 Proc.)	134
Dasselbe (1 Proc.) mit Chlornatrium (1 Proc.) .	64

Auch wenn Kochsalz in der äufsern Flüssigkeit aufgelöst wurde, sank die Osmose.

Kohlensaures Kali (1 Proc.), aufsen reines Wasser	114^{mm}
Dasselbe (1 Proc.), aufsen Chlornatrium (1 Proc.)	18

Entgegengesetzt verhielt sich Kochsalz mit Oxalsäure.

Oxalsäure (1 Proc.)	—148^{mm}
Oxalsäure (1 Proc.), Kochsalz (0,1 Proc.) . .	— 45
Oxalsäure (1 Proc.), Kochsalz (0,25 Proc.) .	+ 6

Zusatz von schwefelsaurem Kali erhöht dagegen die Osmose der kohlensauren Alkalien. Die an und für sich geringe Osmose des schwefelsauren Kalis wird durch kohlensaure Alkalien erhöht, durch Säurezusatz erniedrigt. Ebenso verhält sich schwefelsaures Natron.

Schwefelsaures Kali (1 Proc.)	18^{mm}
Schwefelsaures Kali (1 Proc.), kohlensaures Kali (0,1 Proc.)	254
Schwefelsaures Natron (1 Proc.), kohlensaures Kali (0,1 Proc.)	257
Kohlensaures Kali (0,1 Proc.)	92
Schwefelsaures Kali (1 Proc.), Salzsäure (0,01 Proc.) . .	8

Die Thonerdesalze zeichnen sich aus durch hohe positive Osmose, und zwar schien dies eine gemeinschaftliche Eigenschaft der Sesquioxydsalze (Thonerde, Eisenoxyd, Chromoxyd, Uranoxyd) zu sein.

Hr. Graham hat bei seinen Versuchen meist auch die Temperatur der Flüssigkeit beobachtet, kann sich jedoch, bei den ohnehin vorkommenden bedeutenden Schwankungen der Resultate, über deren Einflufs nicht entschieden aussprechen. Bei concen-

trirter Auflösung neutraler Salze, bei denen der Einfluſs der Diffusion vorherrscht, schien die Osmose mit der Temperatur zu steigen, wie denn auch die Menge des sich diffundirenden Salzes mit der Temperatur wächst.

In folgender Uebersicht stellt Hr. Graham die Mittelwerthe seiner Beobachtungen zusammen.

Osmose der 1 procentigen Auflösungen in Millimetern.

Substanz	mm
Oxalsäure	—148
Salzsäure (0,1 Proc.)	— 92
Goldchlorid	— 54
Zinnchlorid	— 46
Platinchlorid	— 30
Salpetersaure Magnesia	— 22
Chlormagnesium	— 2
Chlornatrium	+ 12
Chlorkalium	18
Salpetersaures Natron	14
Salpetersaures Silberoxyd	34
Schwefelsaures Kali	21-60
Schwefelsaure Magnesia	14
Chlorcalcium	20
Chlorbarium	21
Chlorstrontium	26
Chlorkobalt	26
Chlormangan	34
Chlorzink	45
Chlornickel	88
Salpetersaures Bleioxyd	204
Salpetersaures Cadmiumoxyd	137
Salpetersaures Uranoxyd	458
Salpetersaures Kupferoxyd	204
Kupferchlorid	351
Zinnchlorür	289
Eisenchlorür	435
Quecksilberchlorid	121
Salpetersaures Quecksilberoxydul	350
Salpetersaures Quecksilberoxyd	476

Essigsaures Eisenoxyd	+194
Essigsaure Thonerde	393
Chloraluminium	540
Phosphorsaures Natron	311
Kohlensaures Kali	439

Wir schliefsen daran eine kurze Zusammenfassung alles dessen, was der Verfasser im Verlauf seiner Darstellung zur theoretischen Erklärung dieser Vorgänge beibringt.

Hr. Graham betrachtet eine chemische Thätigkeit als Ursache der osmotischen Bewegung; diese tritt daher nur ein, wenn die Zwischenwand chemischer Veränderungen fähig ist, und wenn eine chemische Differenz stattfindet zwischen den Flüssigkeiten auf beiden Seiten derselben. Eine der Flüssigkeiten mufs von basischem, die andere von saurem Charakter sein; dann treten die beiden Oberflächen der Membran in chemischen oder elektrischen Gegensatz gegen die berührenden Flüssigkeitsschichten. Der Strom der Osmose, d. h. die Wasserbewegung, geht immer von der sauren Flüssigkeit zur alkalisehen, also zur negativen Fläche der Membran; hier mufs Zunahme des Volums, Ansteigen der Flüssigkeit stattfinden. Dies bringt der Verfasser mit der von Porret entdeckten elektrischen Endosmose in Zusammenhang. Zur Erklärung der letzteren nimmt er an, dafs das flüssige Molecül nicht HO sondern $H^{n+1}O^{n+1}$ oder vielmehr $H^{n+1}O^{n}+O$ sei; durch den elektrischen Strom werde $H^{n+1}O^{n}$, welches als basisches Radical zu betrachten, am negativen Pol ausgeschieden, und zerfalle hier in H und $H^{n}O^{n}$, von denen letzteres die Volumvermehrung der Flüssigkeit veranlasse. Hr. Graham nimmt nun bei der gewöhnlichen Endosmose einen analogen Vorgang an. Auch in den Auflösungen der Salze möge eine grofse Anzahl von Wassermolecülen sowohl dem Säuremolecül als auch dem Molecül der Base anhängen. Das Auftreten chemischer Zersetzung in einer porösen widerstandleistenden Zwischenwand sei dann vielleicht geeignet die Bewegung und Vertheilung dieser in den Salzverbindungen gebundenen Wassermengen zur Wahrnehmung zu bringen, ähnlich wie bei der elektrischen Endosmose das poröse Diaphragma die sonst nicht wahrnehmbare Ueberführung des Wassers bei Volta'schen Zersetzungen bemerklich mache.

Welcher Art die chemische Veränderung in der Membran ist, darüber vermag der Verfasser keinen Aufschlufs zu geben. Auch das Verhalten der verschiedenen Salze stimmt mit der Annahme überein, dafs ein chemischer Gegensatz zum Eintreten der Erscheinung erforderlich sei. Bei den Salzen der Sesquioxyde, von denen bekannt ist, dafs sie schon durch Diffusion zersetzt werden, findet eine starke positive Osmose statt. Von den Salzen der Magnesiareihe zeigen nur diejenigen Osmose, welche leicht in einbasische Salze und freie Säure zerfallen. Bei den einbasischen Salzen der Alkalien, welche unveränderlich neutral sind, findet sich keine wahre Osmose; nur die mehrbasischen Salze (schwefelsaures Kali, oxalsaures Kali) zeigen dieselbe in Folge ihrer Zerlegbarkeit in freies Alkali und saures Salz.

Der Verfasser schliefst mit einigen Betrachtungen über die Wichtigkeit der chemischen Osmose für den thierischen Organismus. Sollte es sich bestätigen, dafs die chemische Thätigkeit hier Ursache der Erhebung so bedeutender Flüssigkeitsmengen ist, so würde man allerdings darin einen Uebergang chemischer Kraft in bewegende sehen können — wenn man sich vorläufig mit diesem noch unklaren Ausdruck begnügen will —; weniger ersichtlich ist aber, wie die osmotischen Vorgänge als „das fehlende Verbindungsglied zwischen chemischer Zersetzung und Muskelbewegung" sollten aufgefafst werden können. *Wi.*

Lhermite. Recherches sur l'endosmose. C. R. XXXIX. 1177-1180; Inst. 1854. p. 446-446; Cosmos VI. 154-155; Arch. d. sc. phys. XXVIII. 233-235; Ann. d. chim. (3) XLIII. 420-431†; Phil. Mag. (4) IX. 544-546.

Der Verfasser dieses Aufsatzes beabsichtigt zunächst die Widerlegung der vorstehend besprochenen Ansichten von Graham über die Endosmose. Diesem entgegen wird behauptet, dafs die betreffenden Vorgänge ihre genügende Erklärung finden in der verschiedenen Anziehung der Zwischenwand gegen die angränzenden Flüssigkeiten. Diese capillare Anziehung betrachtet Hr. Lhermite als ersten Grad chemischer Verwandtschaft, und

bezeichnet sie daher auch als affinité de tendance. Sind zwei verschiedene Flüssigkeiten im Gleichgewicht des Drucks durch ein capillares Glasrohr mit einander verbunden, so tritt keine Bewegung ein, weil der hindurchwirkende hydrostatische Druck jeden Niveauunterschied sofort wieder ausgleicht. Aber bei sehr geringer Weite der die Communication vermittelnden Poren, wobei man noch die erfahrungsmäfsig eintretende Verdichtung der Flüssigkeiten an den Wandungen berücksichtigen mufs, kann die vorherrschende Anziehung der festen Substanz gegen eine der Flüssigkeiten einem merklichen Flüssigkeitsdruck das Gleichgewicht halten. Poisson, der bekanntlich die Endosmose aus der Capillarität erklären wollte, nimmt an, dafs die Anziehung der festen Substanz an der einmal begonnenen Bewegung der Flüssigkeit keinen weiteren Antheil mehr habe, vielmehr diese lediglich vermittelt werde durch die gegenseitige Anziehung der beiden Flüssigkeiten *A* und *B*. Da aber *A* von *B* eben so stark angezogen wird, als es selber *B* anzieht, so müfste man hiernach entweder das Uebergehen von *A* zu *B* oder umgekehrt von *B* zu *A* bewirken können, je nachdem man ursprünglich die Zwischenwand mit *A* oder mit *B* getränkt hätte. Mit Wasser und Alkohol in diesem Sinne angestellte Versuche bestätigten dies keinesweges. Graham's Beobachtungen an Capillarröhren finden hier keine Anwendung, da die Capillarhöhe nicht von der Anziehung der Wand zur Flüssigkeit, sondern nur von der gegenseitigen Anziehung der Flüssigkeitstheilchen abhängt.

Wenn die Endosmose bedingt wird durch die Anziehung der Zwischenwand, so ist zu erwarten, dafs diejenige Flüssigkeit, welche im Endosmometer schneller hindurchgeht, durch dieselbe Membran auch leichter filtriren wird. Dutrochet fand dies nicht bestätigt, als er Oxalsäureauflösung mit Wasser verglich. Erstere sank gegen Wasser im Endosmometer, und filtrirte doch schwerer als dieses. Vermuthlich verglich er aber dabei zwei Blasenstücke von nicht ganzgleicher Structur; wenigstens erhielt Hr. Lhermite bei sorgfältiger Wiederholung des Versuchs bei gleichzeitigem Durchgang beider Flüssigkeiten dasselbe Resultat, als wenn er jede Flüssigkeit einzeln anwendete; in beiden Fällen ging die Oxalsäureauflösung schneller hindurch.

Der Verfasser vergleicht die Anziehung der festen Substanz gegen Flüssigkeiten mit der Anziehung der Flüssigkeiten zu einander, welche sie bei gegenseitiger Auflösung ausüben. Dem entsprechend kann auch die Zwischenwand des Endosmometers durch eine Flüssigkeitsschicht ersetzt werden. Wurde Ricinusöl zwischen Wasser und Alkohol geschichtet, so wanderte allmälig der Alkohol durch die Oelschicht zum Wasser; der Unterschied von den gewöhnlichen endosmotischen Versuchen lag hier nur in der Beweglichkeit der trennenden Schicht, welche ein einseitiges Uebergewicht des Druckes nicht gestattet.

Dafs die Anziehung gegen Flüssigkeiten und in Folge dessen die Benetzbarkeit der Zwischenwand über den Verlauf der Endosmose entscheidet, ergab sich auch durch folgenden Versuch. Eine Thonzelle wurde als endosmotisches Gefäfs angewendet. Durch diese filtrirte Wasser schneller als Alkohol; auch ging der endosmotische Strom vom Wasser zum Alkohol. Wurde aber das Thongefäfs mit Ricinusöl getränkt, so drang wenigstens anfänglich kein Wasser hindurch; der Alkohol sank im innern Rohr.

Hr. Lhermite sucht noch besonders die Ansicht von Graham zu widerlegen, wonach der elektrochemische Gegensatz eine Rolle bei diesen Vorgängen spiele. Nach Graham tritt Osmose nur dann ein, wenn die Membran eine Zersetzung erleidet; aber es fand sich, dafs letztere in einer endosmotisch besonders wirksamen Oxalsäurelösung sich lange unverändert erhält, während sie in reinem Wasser, in Zuckerlösung etc., die ungleich geringere Endosmose zeigen, schnell in Fäulnifs übergeht. Nach Graham soll der endosmotische Strom immer von der sauren zur alkalischen Flüssigkeit gehen; wurde aber zu beiden Seiten einer Goldschlägerhaut, hier Auflösung von Schwefelsäure in Alkohol, dort verdünnte kaustische Kaliflüssigkeit angewendet, so hatte der Strom die umgekehrte Richtung.

Wenn man auch mit manchen der hier ausgesprochenen Ansichten einverstanden sein möchte, so genügen dieselben doch wohl nicht zur vollständigen Erklärung der endosmotischen Vorgänge, für welche ja gerade der gleichzeitige Hindurchgang beider Flüssigkeiten charakteristisch ist. Denn man wird es nicht ausreichend finden können, wenn Hr. Lhermite den endosmotischen

Gegenstrom einentheils aus dem Druckübersehuſs — welcher bei sorgfältig angestellten Versuchen gewöhnlich möglichst vermieden wird — anderntheils aus dem veränderten Verhalten der nun getränkten Membran erklärt, welche, wie gewässerter Alkohol manche im reinen Alkohol unlösliche Substanzen löst, nun auch Flüssigkeiten hindurchlassen könne, für die eine trockene Membran undurchdringlich ist. *Wi.*

GRAHAM. On the concentration of alcohol in SÖMMERRING'S experiments. Athen. 1854. p. 1208-1208; Chem. Gaz. 1854. p. 420-420†; Chem. C. Bl. 1855. p. 32-32; Cosmos VI. 213-214; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 69-69; Arch. d. Pharm. (2) LXXXIV. 69-70.

Während bei dem bekannten SÖMMERRING'schen Versuch aus einer mit Weingeist gefüllten Schweinsblase Wasser verdampft, der Alkohol concentrirter zurückbleibt, verflüchtigt sich umgekehrt aus einem mit trockner Blase verbundenen, nicht ganz gefüllten Gefäſs der Alkohol, das Wasser bleibt im Rückstand. Wurde das mit Blase verbundene, gefüllte Gefäſs unter Wasser gebracht, so diffundirte der Alkohol; aber die Menge des diffundirenden Alkohols nahm nicht, wie es bei Salzen der Fall ist, dem Concentrationsgrade der Flüssigkeit proportional zu, vielmehr diffundirte gleich viel Alkohol, es mochten nun 5 bis 20 Procent in der Flüssigkeit enthalten sein. *Wi.*

A. MORIN. Nouvelles expériences sur la perméabilité des vases poreux et des membranes desséchées par les substances nutritives. Mém. d. l. Soc. d. Genève XIII. 251-278†.

Eine mit PRÉVOST gemeinschaftlich angestellte Untersuchung über Verdauung bei den Pflanzenfressern wurde Veranlassung zu den hier mitgetheilten Beobachtungen. Anfangs wurde eine Goldschlägerhaut zu den Versuchen benutzt; da sich diese aber für Eiweiſs undurchdringlich zeigte, so nahm der Verfasser die frischen Organe selber in Anwendung, und zwar bediente er sich theils der Foetalplacenta der Kuh und des Schafes, theils der

Membranen der Verdauungsröhre mehrerer Thiere. Die Substanzen, deren Durchgang durch die membranöse Zwischenwand bestimmt wurde, waren folgende: Eiweifs, Gummi, Gelatine, Zucker, Milch, Emulsion von Eigelb. Von den zahlreichen Versuchen soll hier nur das Hauptsächlichste herausgehoben werden. An der Placenta vertreten die mit Kotyledonen versehenen Stellen für den Fötus die Stelle der Zitzen; diese lassen die Emulsion von Eigelb, und zwar sowohl die fetten Bestandtheile als auch das Eiweifs hindurch. An andern Stellen, wo die Membran dem Durchgang der Flüssigkeiten ein gröfseres Hindernifs bietet, wird von der genannten Emulsion nur das Eiweifs hindurchgelassen, das Fett aber zurückgehalten. Auch Zucker ging hier hindurch, aber keine Gelatine. Es wurde jetzt die endosmotische Wirkung durch Temperaturerhöhung und durch einen mäfsig starken elektrischen Strom unterstützt; dann liefs die Placentamembran auch an den Stellen, wo sich keine Kotyledonen befinden, die fetten Bestandtheile der Milch hindurch, und zwar bei jeder Richtung des Stroms, stärker aber wenn der —Pol in die Milch, der +Pol in das äufsere Wasser tauchte. Der Durchgang hörte auf, so wie der Strom unterbrochen wurde.

Die Membran des Eingeweides liefs, wenn Wärme (25° bis 35°) und ein schwacher elektrischer Strom die Endosmose unterstützten, Gelatine und die fetten Bestandtheile der Milch hindurch; der Käsestoff blieb zurück. Wurde die Flüssigkeit schwach alkalisch gemacht, so ging auch letzterer hindurch, und zwar leichter vom +Pol zum —Pol. Auch die körnige Flüssigkeit im Innern des Eingeweides, mit oder ohne Zusatz von Galle, drang unter denselben Umständen durch die Membran. Mit der Zunahme des Stroms sowohl als der Temperatur nahm auch der Durchgang der Fettkügelchen zu; hörte aber die Mitwirkung der Wärme und des elektrischen Stroms auf, so ging auch die Emulsion mit den darin schwimmenden Fettkügelchen und den coagulirten Eiweifskörnchen nicht mehr hindurch. Anders verhalten sich in dieser Beziehung die getrockneten Membranen. Ist bei diesen einmal der Durchgang der genannten Substanzen durch den elektrischen Strom eingeleitet, so bleiben sie auch nach dessen Unterbrechung noch durchgängig für jene. Zum Vergleich

werden nun auch analoge Versuche mit porösen Thongefäfsen angestellt. Durch blofse Endosmose gingen Milch und Emulsion von Eigelb, auch Eiweifs durch diese nicht hindurch; unter Mitwirkung eines elektrischen Stromes wurde bei beiden Stromrichtungen ein geringer Antheil Eiweifs übergeführt; ebenso wurde bei Anwendung von Milch und Eigelbemulsion ein geringer, meist kaum nachweisbarer Durchgang vermittelt.

Auch mit getrockneten Membranen wurden noch weitere Versuche angestellt. Diese verhalten sich den porösen Gefäfsen analog; sie erhalten auch durch Aufweichen in Wasser die den frischen Organen zukommende Fähigkeit, die Nahrungsstoffe unter Mitwirkung schwacher elektrischer Ströme leicht hindurchgehen zu lassen, nicht wieder. Da sich nun letztere von den porösen anorganischen Gefäfsen so wesentlich verschieden verhalten, so nimmt der Verfasser an, dafs sie ihre Wirksamkeit nicht blofs der Porosität verdanken. *Wi.*

---

5. Dichtigkeit und Ausdehnung.

G. Werther. Ueber das specifische Gewicht einiger Holzkohlen. Erdmann J. LXI. 21-30; Polyt. C. Bl. 1854. p. 248-249; Chem. C. Bl. 1854. p. 344-344.

Hr. Werther macht zunächst aufmerksam auf den Unterschied zwischen relativem und absolutem specifischem Gewicht der Kohle, von denen sich das erstere auf die Gesammtmasse mit Einschlufs der lufterfüllten Poren, das letztere nur auf die Substanz der Kohle bezieht. Bisher hat man nur das relative specifische Gewicht verschiedener Kohlen bestimmt. Die Untersuchungen von Hassenfratz, denen das meiste Vertrauen geschenkt wird, geben Resultate, welche von der leichtesten, der Lindenkohle (spec. Gewicht = 0,106), bis zur schwersten, der Birkenkohle (spec. Gewicht = 0,203), sich erstrecken. Diese

Resultate sind aber nicht in Uebereinstimmung mit der wahrscheinlichen Annahme von Rumford, wonach das specifische Gewicht der Kohle dem specifischen Gewicht des Holzes proportional sein würde; vielmehr entspricht oft dem härteren, schwereren Holz die leichtere Kohle, und umgekehrt. Da man nun annehmen kann, dafs die Structur des Holzes in der Kohle sich unverändert erhält, so müfste dies Ergebnifs seinen Grund, wenn nicht in Ungenauigkeiten der Bestimmung, in verschiedenem absolutem specifischem Gewichte der Kohle, und mit diesem vielleicht in der Verschiedenheit des Aschengehaltes haben. Hr. Werther unternahm es, um hierüber Aufklärung zu verschaffen, das absolute specifische Gewicht verschiedener Kohlenarten zu bestimmen.

Die dem Versuch zu unterwerfenden Kohlen waren alle in möglichst gleichmäfsiger Weise dargestellt. Die Luft aus den Poren der sorgfältig getrockneten und gewogenen Kohle wurde unter der Luftpumpe in geeigneter Weise innerhalb der Flüssigkeit entfernt, welche zu den Wägungen behufs der specifischen Gewichtsbestimmung diente. Als solcher bediente man sich unter Verwendung eines 1000 C. C. Fläschchens am zweckmäfsigsten des Alkohols, da Wasser immer Salze aus der Kohle aufnahm, überhaupt keine übereinstimmende Resultate gab. Nachdem die Bestimmung des absoluten specifischen Gewichts beendet war, wurde die Kohle analysirt, um die Menge des darin enthaltenen Kohlenstoffs und Wasserstoffs, sowie den Aschengehalt zu ermitteln. Folgendes sind die Ergebnisse der Versuche.

	Absolutes spec. Gewicht	Zusammensetzung		
		C	*H*	Asche
Weinrebenkohle .	1,45	87,6	3,05	4,12
Faulbaumkohle .	1,53	90,93	3,03	1,56
Weidenkohle . .	1,55	89,87	2,94	1,66
Pappelkohle . .	1,45	87,48	2,92	2,06
Lindenkohle . .	1,46	87,3	2,65	3,5
Erlenkohle . . .	1,49	90,96	2,6	1,62
Eichenkohle . .	1,53	88,2	2,8	1,6.

Demnach ist der Unterschied zwischen dem absoluten specifischen Gewichte der verschiedenen Kohlen im Allgemeinen nur gering, übrigens da, wo er vorhanden ist, durch den Aschengehalt nicht

bedingt, da sich z. B. für Weinrebenkohle und Pappelkohle bei übrigens beinahe gleicher Zusammensetzung und sehr verschiedenem Aschengehalt doch ein gleiches specifisches Gewicht findet. *Wi.*

Ueber die Gehaltsbestimmung der Soole bei den österreichischen Salzbergwerken. Dingler J. CXXXII. 121-123†; Oesterr. Z. S. f. Berg- u. Hüttenwesen 1854. No. 6.

Auf den österreichischen Salinen sind, als für den täglichen Gebrauch der untergeordneten Aufseher und Arbeiter am zweckmäfsigsten, Pfündigkeitsaräometer eingeführt, deren Scale so eingerichtet ist, dafs ihre Theilstriche unmittelbar angeben, wie viel Wiener Pfund Salz in einem Wiener Cubikfufs Soole enthalten sind. Eine mitgetheilte Tabelle giebt an, welches specifische Gewicht der Soole jedem Theilstrich dieser Scale entspricht. *Wi.*

Bolley. Ueber die Vorzüge des in England gebräuchlichen Aräometers von Twaddle vor dem Beaumé'schen und Beck'schen Aräometer. Polyt. C. Bl. 1854. p. 540-542†; Chem. C. Bl. 1854. p. 423-425; Schweiz. Gew. Bl. 1854. p. 33-37; Chem. Gaz. 1855. p. 19-20.

Die Scale des in England allgemein gebräuchlichen Aräometers von Twaddle ist zwischen 1,000 und 2,000 spec. Gewicht in 200 Grade getheilt. Dasselbe besteht, um die Unbequemlichkeit einer zu grofsen Länge zu vermeiden, aus sechs verschiedenen Aräometern. Die Grade entsprechen einer gleichen Dichtigkeitszunahme, jeder Grad einer Zunahme um fünf Einheiten, sind mithin von ungleicher Länge; dadurch wird die Berechnung sehr vereinfacht, wie an einigen Beispielen näher nachgewiesen wird. *Wi.*

W. Fairbairn. On the density of various bodies when subjected to enormous compressing forces. Athen. 1854. p. 1207-1207†; Cosmos V. 501-502; Dingler J. CXXXIV. 315-316; Polyt. C. Bl. 1855. p. 313-314; Civ. Engin. 1854 Nov. p. 394; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 56-56; Chem. C. Bl. 1855. p. 190-191.

Hr. Fairbairn hat Druckkräfte von 80000 bis 90000[m] auf den Quadratzoll wirken lassen, gleich einer Wassersäule von 33 engl. Meilen Höhe. Unter diesem ungeheuren Druck erlangten Thon und andere Substanzen die Härte und Dichte unserer härtesten und dichtesten Felsen. *Wi.*

P. W. Brix. Ausdehnung des Gufseisens bei wiederholtem Erhitzen. Bull. d. l. Soc. d'enc. 1854. p. 504-505†; Mittheil. d. Hann. Gew. Ver. 1853. No. 4; Arch. d. Pharm. (2) LXXX. 287-288.

Prinsep hat zuerst beobachtet, dafs Gufseisen durch Erhitzen bleibend, und zwar mit jeder Wiederholung des Erhitzens zunehmend ausgedehnt wird. Er fand die lineare Ausdehnung einer gufseisernen Retorte nach dreimaligem abwechselnden Erhitzen und Erkalten = 0,0376. Hr. Brix hat Versuche mit Roststäben angestellt. Ein Roststab von $3\frac{1}{8}'$ Länge war nach 3 Tagen Heizung um $\frac{3}{16}''$, nach 17 Tagen um $\frac{7}{16}''$, nach 30 Tagen um $\frac{11}{16}''$, also etwa um 0,02 bleibend ausgedehnt. Nach längerem Gebrauch erfolgt beim jedesmaligen Erhitzen nur noch eine vorübergehende Ausdehnung. *Wi.*

A. Brix. Ueber die Beziehungen, welche zwischen den Procentgehalten der verschiedenen Zuckerlösungen, den zugehörigen Dichtigkeiten und den Beaumé'schen Aräometergraden stattfinden. Verh. z. Beförd. d. Gewerbfleifses 1854. p. 132-149; Polyt. C. Bl. 1855. p. 421-426; Chem. C. Bl. 1855. p. 267-271; Dingler J. CXXXVI. 214-221†; Arch. d. Pharm. (2) LXXXIV. 204-206.

Es kam für den praktischen Zweck der Zuckerfabrication darauf an, das Verhältnifs zwischen dem mittelst des Beaumé'schen

Aräometers bestimmten specifischen Gewichte einer Zuckerlösung und deren Zuckergehalt zu ermitteln. Letzterer würde unter Benutzung des bekannten specifischen Gewichts des Rohrzuckers (welches = 1,5578, etwas kleiner, als gewöhnlich angegeben wird, gefunden wurde) berechnet werden können, wenn nicht bei der Vermischung des Zuckers mit dem Wasser allemal eine je nach dem Verhältnifs der Bestandtheile veränderliche Contraction einträte. Der Werth und das Gesetz dieser Contraction ergab sich aus den von Balling angestellten Bestimmungen des specifischen Gewichts von Zuckerlösungen bekannten Gehalts. Danach konnte nun die mitgetheilte Tabelle entworfen werden, welche für die Normaltemperatur von 14° R. zugleich Aräometergrade nach Beaumé, specifisches Gewicht, Zuckergehalt in Gewichtsprocenten, absolutes Gewicht für 1 Quart der Lösung, sowie das Gewicht des in 1 Quart der Lösung enthaltenen Zuckers angiebt. Schliefslich wird Anleitung gegeben, mit Hülfe dieser Tabelle zu berechnen, wie viel Wasser von einem gegebenen Quantum einer Zuckerlösung von bekanntem Concentrationsgrade verdampft werden mufs, um eine Auflösung von gewünschtem Zuckergehalt zu erhalten. Noch ist die Bemerkung hervorzuheben, dafs diese Angaben nur für die Normaltemperatur von 14° R. gültig sind, für die Saccharometrie aber noch zu leisten sei, was Gilpin, Tralles, Gay-Lussac u. a. für die Alkoholometrie bereits geleistet haben, nämlich die Ermittlung des Verhältnisses, nach welchem sich die Dichtigkeit der Zuckerauflösungen mit der Temperatur verändert. *Wi.*

Duvernoy. Dilatation des corps sous l'influence de la cristallisation. Inst. 1854. p. 139-140†; N. Jahrb. f. Min. XXXII. 781.

Diese bereits im Jahre 1852 veröffentlichte Arbeit hat auch Volger in Pogg. Ann. XCIII. 66 zum Gegenstand einer ausführlichen Besprechung gemacht. Wir berichten hier nach dem kurzen Auszuge, welcher im Institut an der citirten Stelle mitgetheilt ist. Hr. Duvernoy hat nachzuweisen versucht, dafs die Volumzunahme, welche beim Uebergang aus dem flüssigen in den festen

krystallischen Zustand für Wasser, Wismuth, Gufseisen, Kupfer etc. bekanntermafsen eintritt, ein allgemein verbreitetes Phänomen ist. Zu dem Ende liefs er theils durch Schmelzen, theils durch Auflösen verflüssigte Substanzen unter möglichst langsamer Abkühlung fest werden. Im ersten Falle zeigte sich bei einer grofsen Anzahl von Körpern (Metallen, Metallverbindungen und alkalischen Salzen) Volumzunahme, aber immer nur dann, wenn beim Erstarren Krystallisation eintrat, und um so entschiedener, je deutlicher die letztere war. Die geschmolzenen Substanzen waren in Glasröhrchen eingeschlossen; zeigten sich diese nach dem Erkalten und Krystallisiren zersprengt, so schlofs der Verfasser daraus auf Ausdehnung beim Erstarren. Diese Folgerung ist freilich nicht unbedingt zulässig, da dabei die gleichzeitig stattfindende Contraction des sich abkühlenden Glases aufser Acht gelassen wurde, ein Umstand, auf welchen bereits Volger an der oben citirten Stelle aufmerksam gemacht hat.

Bei Auflösung von Salzen in Wasser fand Hr. Duvernoy im Allgemeinen Contraction, dagegen Volumzunahme, wenn man aus der Auflösung das Salz wieder herauskrystallisiren liefs. Doch verhielten sich nicht alle Salze gleich.

Bei salpetersaurem Ammoniak und Salmiak trat das Gegentheil ein, Contraction beim Krystallisiren, Ausdehnung beim Auflösen (auch Mitscherlich [1]) und Michel [2]) bestätigen dies. *Wi.*). Andere Salze zeigten ein verschiedenes Verhalten in verschiedenen Temperaturen; so krystallisirt eine beim Siedpunkt gesättigte Auflösung von kohlensaurem Natron bei 0° unter Ausdehnung, bei 15° unter Contraction; dasselbe Salz löst sich bei 12° unter Contraction, in siedendem Wasser unter Volumvermehrung. Aehnliches wurde beobachtet bei phosphorsaurem Natron, weinsteinsaurem Kali und Natron, kohlensaurem Ammoniak, essigsaurem Bleioxyd.

Diese Ausdehnung beim Festwerden schreibt der Verfasser nun nicht sowohl dem Uebergang in den festen Aggregatzustand als vielmehr der krystallisirenden Kraft zu, welche die Molecüle nöthigt sich in gewissen, von der Kugel verschiedenen Formen

[1]) Lehrb. d. Chem. II. Aufl. I. 371.
[2]) Ann. d. chim. (3) XLI. 482.

zu gruppiren; er macht davon schliefslich Anwendung zur Erklärung geologischer Phänomene. *Wi.*

G. F. W. Baehr. Jets over het bepalen van het soortelijk gewigt van ligchamen, die ligter zijn dan het water. Konst- en letterbode 1854. 1. p. 26-27†, p. 35-35†.

Der Verfasser macht folgenden Vorschlag zur Bestimmung des specifischen Gewichts solcher fester Körper, die leichter sind als Wasser. In einem getheilten, genau cylindrischen Glasgefäfs vom Durchschnitt B beschwere man den Körper mit einer Bleiplatte, und fülle das Gefäfs bis zu einer beliebigen Höhe h mit Wasser; dann ziehe man denselben unter der Platte hervor, so dafs er zum Schwimmen kommt, und notire wieder den Stand des Wassers; die Höhe sei nun h'. Endlich wird der Körper ganz entfernt; der Wasserstand mag jetzt die Höhe h'' erreicht haben.

Dann ist $(h-h'')Bs$ das Gewicht des Körpers, wenn s dessen specifisches Gewicht, $(h'-h'')B$ das Gewicht des Wassers, welches der schwimmende Körper verdrängt, wenn das Gewicht der Volumeinheit des Wassers $=1$ gesetzt wird; aber nach einem bekannten Gesetz ist $(h-h'')Bs = (h'-h'')B$, mithin $s = \frac{h'-h''}{h-h''}$. Dasselbe Gefäfs kann auch dazu dienen um das Volum solcher Körper zu ermitteln, die schwerer sind als Wasser; bestimmt man dann noch das absolute Gewicht durch Wägung, so ist auch für diese das specifische Gewicht gefunden. *Wi.*

A. T. Kupffer. Dilatation des métaux par la chaleur. Compte-rendu ann. d. l'observ. phys. centr. 1853. p. 7-9†.

Hr. Kupffer bestimmte die Wärmeausdehnung derselben Metallstäbe, deren Elasticitätscoëfficienten er bereits mit grofser Sorgfalt ermittelt hatte. Er liefs zu dem Ende die Stäbe als Pendel schwingen bei verschiedener Temperatur des Raumes, in welchem sie aufgehängt waren. Auf den Stäben war ein linsenförmiges Gewicht so angebracht, dafs sie fast genau in 1'' eine

Schwingung machten. Auf der Linse war eine horizontale Theilung befestigt; ein Fernrohr wurde so aufgestellt, dafs in der Ruhelage des Pendels der mittlere Theilstrich mit dem senkrechten Faden des Fadenkreuzes zusammenfiel. Die Dauer der Schwingungen wurde dadurch gefunden, dafs die Anzahl der Coincidenzen des Durchgangs der Pendelmitte durch den Faden des Fadenkreuzes mit dem Schlage eines Secundenpendels während 4 bis 5 Stunden beobachtet wurde. Die Differenz der Temperaturen, bei welchen die Beobachtungen angestellt wurden, betrug gewöhnlich 25 bis 30° R. Sind D und D' die Schwingungszeiten, t und t' die Temperaturen, k der Ausdehnungscoëfficient des Metalls, so hat man

$$\frac{D'}{D} = \sqrt{\left[\frac{1+kt'}{1+kt}\right]} = 1 + \frac{k}{2}(t'-t);$$

daraus kann k gefunden werden. Es ergab sich

für einen Gufseisenstab (No. 4) . . . . . . $k = 0{,}000018\ 91$
für einen Stab aus gegossenem Messing (No. 7) $k = 0{,}000025\ 727$
für einen Stab aus gehämmertem Messing (No. 8) $k = 0{,}000024\ 98$.

Letztere beiden waren aus derselben Schmelzung, also in ihrer Zusammensetzung nicht verschieden; ihr specifisches Gewicht verhielt sich wie 1 : 1,035, ihr Ausdehnungscoëfficient wie 1,030 : 1.

Wi.

A. T. KUPFFER. Alcoomètre. Compte-rendu ann. d. l'observ. phys. centr. 1853. p. 14-21†.

Das von Hrn. KUPFFER vorgeschlagene Instrument ist auf die besonderen Verhältnisse des russischen Branntweinhandels berechnet. Man verkauft dort eine Flüssigkeit von 38 Proc. Alkoholgehalt als legalen Branntwein, und beurtheilt den Werth des in den Handel kommenden Weingeists nach dem Volum des legalen Branntweins, welchen man aus 100 Theilen desselben durch Wasserzusatz darstellen kann. Das neue Alkoholometer giebt dies Volum unmittelbar an; es zeigt also in Wasser 0°, in legalem Branntwein 100°, in einem Weingeist, welcher durch Zusatz des gleichen Volums Wasser in legalen Branntwein verwandelt

wird, 200°. Eine beigegebene Tabelle giebt die nöthigen Data zur Berücksichtigung des Temperatureinflusses bei diesen alkoholometrischen Bestimmungen. *Wi.*

Bolley. Ueber die Relation zwischen dem Gehalt und der Dichtigkeit wässeriger Lösungen von Aetznatron. Verh. d. schweiz. naturf. Ges. 1854. p. 52-53†.

Hr. Bolley findet, dafs eine Mischung von 17,799 Theilen Natron und 100 Theilen Wasser eine stärkere Zusammenziehung zeigt als jede andere Mischung derselben Bestandtheile. Er schliefst daraus auf die Existenz einer Verbindung NaO, 20 HO. *Kr.*

---

6. Maafs und Messen.

J. T. Silbermann. Mémoire sur la mesure de la variation de longueur des lames ou règles soumises à l'action de leur propre poids; pour servir de correctif aux mesures linéaires. C. R. XXXVIII. 825-828†; Inst. 1854. p. 168-169; Silliman J. (2) XVIII. 388-388; Z. S. f. Naturw. VI. 314-314.

Hr. Silbermann fand, dafs sich Metallstäbe, je nachdem sie senkrecht am obern Ende aufgehängt waren oder auf dem untern Ende standen, durch ihr Gewicht in einem Fall verlängerten, im andern Fall verkürzten. Für Bronze betrug die Verlängerung oder Verkürzung, wenn der Stab ein Meter Länge hatte, $0,00341^{mm}$, für Platin $0,02305^{mm}$.

Werden dergleichen Stäbe aus ihrer verticalen Lage allmälig die horizontale gebracht, so erhalten sie nicht genau ihre frühere Länge wieder, sondern bleiben etwas verlängert, wenn sie gehangen, etwas verkürzt, wenn sie gestanden hatten.

Auf dies Verhalten wird man daher bei genauen Messungen Rücksicht nehmen müssen. *V.*

E. Liais. Sur un nouveau chronographe. Mém. d. l. Soc. d. Cherbourg II. 379-380†.

Auf einem durch ein Uhrwerk mit gleichförmiger Geschwindigkeit fortbewegten Streifen Papiers ruht ein Bleistift, und zieht eine dem Streifen parallele gerade Linie. Will man nun einen beliebigen Moment bezeichnen, so drückt man gegen eine Leiste, wo alsdann der Stift senkrecht auf die Bewegung des Papiers fortgeschoben wird und beim Nachlafs des Drucks wieder in seine frühere Stellung zurückkehrt. Derselbe zeichnet demnach eine Curve; der Punkt, wo sie von dem geraden Striche abzuweichen beginnt, entspricht dem Moment, der bezeichnet werden sollte. Auf demselben Streifen Papiers wird durch einen zweiten Bleistift in ähnlicher Weise die Zeit von Secunde zu Secunde markirt.

V.

Lethuillier-Pinel. Indicateur magnétique du niveau de l'eau dans les chaudières. Cosmos V. 630-631†, VII. 222-224†; Dingler J. CXXXVI. 90-91; Bull. d. l. Soc. d'enc. 1855. p. 3-6; Polyt. C. Bl. 1855. p. 641-644.

Der Schwimmer trägt oben einen starken Magneten, der innerhalb einer Büchse, die dampfdicht auf den Kessel geschroben, auf- und absteigen kann. Auf der äufseren Seite befindet sich eine kleine Eisennadel, die nur durch die Anziehungskraft des Magneten in ihrer Lage erhalten wird.

Steigt oder fällt in Folge veränderten Wasserstandes der in der Büchse befindliche mit dem Schwimmer verbundene Magnet, so folgt die kleine Nadel den Bewegungen desselben, und läfst auf einer deshalb angebrachten Theilung den Wasserstand im Dampfkessel erkennen.

Man umgeht auf diese Weise die Stopfbüchse, die entweder, wenn sie fest schliefst, den Wasserstandsmesser unempfindlich macht, oder aber, wenn sie locker schliefst, Dampf entweichen läfst.

Bei den vollständigen Apparaten ist noch eine Vorrichtung, vermittelst deren sich bei sehr hohem oder tiefem Stande des Magneten ein oben an der Büchse befindliches Ventil öffnet, wodurch alsdann eine Dampfspfeife zum Tönen gebracht wird. *V.*

Fernere Literatur.

Prazmowsky. Sur les erreurs personnelles qui affectent les passages des astres, les distances zénithales, et certaines mesures micrométriques; moyens de les éliminer. Cosmos IV. 545-548.

J. Hartnup. On the variation in the rates of chronometers. Athen. 1854. p. 1238-1240; Cosmos V. 521-524; Rep. of. Brit. Assoc. 1854. 2. p. 20-24.

Baeyer. Ueber die Anfertigung einiger Copieen von der Bessel'schen Toise. Astr. Nachr. XXXVIII. 273-288.

de Rothermund. Sur un instrument qu'il a établi pour mesurer les distances et les niveaux. Bull. d. l. Soc. géol. (2) XI. 230-232.

E. Liais. Sur la mesure de très-petites fractions de temps. Mém. d. l. Soc. d. Cherbourg II. 109-111.

---

7. Mechanik.

G. Cavalli. Ueber die Zugkraft der Pferde und über die Richtung der Stränge. Polyt. C. Bl. 1854. p. 1416-1418; Notizbl. d. hannov. Archit. u. Ingen. Ver. III. 559; Dingler J. CXXXIV. 233-234. Siehe Berl. Ber. 1850, 51. p. 104.

A. Cohen. Proof of the parallelogram of forces. Thomson J. 1854. p. 264-265†.

Der Verfasser bestimmt die Richtung der Resultante zweier rechtwinkliger Componenten. Die Betrachtung, welche die Aufgabe auf die Lösung der Functionalgleichung

$$\varphi(x)+\varphi(y) = \varphi(x+y)$$

zurückführt, empfiehlt sich nicht so weit durch Einfachheit, dafs wir sie hier wiederzugeben veranlafst würden. *Bt.*

1) Schon ABEL (Oeuvr. compl. I. 27) führte das Problem auf das allgemeinere zurück, die Curve zu bestimmen, auf der ein Punkt unter dem Einflufs einer constanten Schwerkraft sich so bewegt, dafs die Zeit, während welcher er vom Ausgangspunkt bis zum tiefsten Punkte fällt, eine gegebene Function ($\varphi(a)$) der Höhe (a) seines Ausgangspunktes werde. Analytisch kommt diese Aufgabe auf die Auffindung einer Function $s = f(x)$ zurück, von der Art, dafs

$$\varphi(a) = \int_0^a \frac{\frac{df}{dx}\,dx}{(x-a)^{\frac{1}{2}}},$$

eine Aufgabe, welche ABEL durch die Substitution

$$f(x) = \int \varphi(\alpha)\, x^{\alpha}\, d\alpha$$

löst, aus der dann

$$s = f(x) = \frac{1}{\pi}\int_0^x \frac{\varphi(a)}{(x-a)^{\frac{1}{2}}}\, dx$$

folgt.

Hr. MEISSEL fafst diese Aufgabe noch allgemeiner, indem er die Schwerkraft nach dem NEWTON'schen Gesetz wirken läfst. Dann handelt es sich nach Einführung von Polarcoordinaten um die Auffindung einer Function $\varphi(r)$ von der Art, dafs für eine beliebig gegebene Function f die Gleichung

$$f(a) = \int_k^a \frac{\sqrt{\left[1 + r^2\left(\frac{d\varphi}{dr}\right)^2\right]}}{\sqrt{\left[\frac{a}{r} - 1\right]}}\, dr$$

erfüllt werde.

Durch die Substitutionen

$$\sqrt{\left[1 + r^2\left(\frac{d\varphi}{dr}\right)^2\right]} = \frac{1}{2}\,\frac{F(r)}{\sqrt{(r^2 - kr)}},$$

$$r - k = u, \qquad a - k = \omega, \qquad u = \omega \sin^2\eta$$

geht diese Gleichung über in

$$f(k+\omega) = \int_0^{\frac{1}{2}\pi} F(k + \omega\sin^2\eta)\, d\eta,$$

aus welcher sich die Werthe von F und seinen Differentialquotienten für das Argument k bestimmen lassen, indem man die Gleichung wiederholt nach ω differentiirt, und nach geschehener

Differentiation $\omega = 0$ setzt; mittelst des Taylor'schen Satzes erhält man alsdann

$$F(k+\tfrac{1}{2}x) = \frac{2}{\pi}\sum_{n=0}^{n=\infty}\frac{\Pi n}{\Pi 2n}x^n\frac{d^n f(k)}{dk^n}$$

oder, indem man statt der Reihe rechts ein bestimmtes Integral setzt,

$$\tfrac{1}{2}F(k+x)$$
$$= \int_0^{\frac{1}{2}\pi}\{\sin\varphi\,.\,f(k+x\sin^2\varphi)+2x\sin^3\varphi\,.\,f'(k+x\sin^2\varphi)\}\,d\varphi.$$

Ist auf diese Weise F gefunden, so ergiebt sich, wie man leicht sieht, φ durch eine Quadratur.

2) Die zweite Modification des Problems ist eine Erweiterung der von La Place behandelten Aufgabe, wonach ein materieller Punkt, der, von irgend einem Punkt der Curve ausgehend, unter dem Einflufs einer constanten Schwerkraft fällt, und von dem umgebenden Medium einen dem Quadrat der Geschwindigkeit proportionalen Widerstand erleidet, in constanter Zeit zum tiefsten Punkt der Curve gelangen soll. Hr. Meissel ändert die Aufgabe dahin ab, dafs der Punkt unter denselben Bedingungen eine ganze Oscillation in constanter Zeit vollenden soll.

Die Betrachtungen und Kunstgriffe, durch welche der Verfasser dies Problem auf die Lösung einer ziemlich verwickelten Functionalgleichung zurückführt, die sich im Allgemeinen nicht weiter behandeln läfst, können nicht im Auszuge wiedergegeben werden. *Bt.*

Somov. Mémoire sur les axes et les moments principaux des corps homogènes. Bull. d. St. Pét. XII. 177-197†.

Für solche homogene Körper, in denen die Lage der Hauptaxen nicht durch die Symmetrie ihrer Form unmittelbar erkannt werden kann, hat Binet (J. d. l' Éc. polyt. IX. Cah. 16) eine Methode angegeben, diese Lage sowohl wie die Werthe der Hauptträgheitsmomente zu bestimmen, welche in vielen Fällen vor der gewöhnlichen den Vortheil gröfserer Kürze hat. Diese Methode wird von Hrn. Somov zunächst im Allgemeinen voll-

ständig aus einander gesetzt, und dann an fünf Beispielen durchgeführt.

Man kann nämlich in Körpern der genannten Art oft leicht drei schiefwinklige, durch den Schwerpunkt gehende Axen finden, welche der Bedingung genügen, dafs

$$\int y_1 z_1 dm = 0, \quad \int z_1 x_1 dm = 0, \quad \int x_1 y_1 dm = 0,$$

wo x_1, y_1, z_1 die auf diese Axen bezogenen Coordinaten eines Punktes des Körpers sind. Berechnet man dann die Integrale

$$\iiint x_1^2 dx_1 dy_1 dz_1 = P_1, \quad \iiint y_1^2 dx_1 dy_1 dz_1 = Q_1,$$
$$\iiint z_1^2 dx_1 dy_1 dz_1 = R_1,$$

trägt auf den Axen Strecken ab, welche proportional sind

$$\sqrt{P_1}, \quad \sqrt{Q_1}, \quad \sqrt{R_1},$$

und construirt unter diesen drei Linien als conjugirten Halbmessern ein Ellipsoid, so sind die Hauptaxen dieses Ellipsoids auch die Hauptaxen des Körpers. Wären ferner

$$a_1 = n\sqrt{P}, \quad b_1 = n\sqrt{Q}, \quad c_1 = n\sqrt{R}$$

jene conjugirten Durchmesser, und

$$a, \quad b, \quad c$$

die Axen des Ellipsoids,

$$x, \quad y, \quad z$$

die auf diese Axen bezogenen Coordinaten eines Punktes des Körpers, und

$$D = \frac{abc}{a_1 b_1 c_1},$$

so ist

$$P = \iiint x^2 dx\, dy\, dz = \frac{a^2}{n^2} D,$$
$$Q = \iiint y^2 dx\, dy\, dz = \frac{b^2}{n^2} D,$$
$$R = \iiint z^2 dx\, dy\, dz = \frac{c^2}{n^2} D,$$

und die Werthe von P, Q, R liefern dann leicht die Werthe für die Hauptmomente selbst. Die Aufgabe ist mithin auf die geometrische zurückgeführt, die Lage und Gröfse der Axen eines Ellipsoids zu finden, wenn die Lage und Gröfse dreier conjugir-

der Halbmesser gegeben ist. Die hierzu erforderlichen Rechnungen werden von Hrn. SOMOV gegeben.

Die Methode wird benutzt zur Bestimmung der Hauptmomente eines schiefen dreiseitigen Prismas, eines schiefen Parallelepipedums, eines schiefen Cylinders mit elliptischer Basis, eines Tetraëders, einer schiefen Pyramide und eines schiefen Kegels. Bei den vier ersten Körpern läfst sich das Ellipsoid so bestimmen, dafs es denselben umgeschrieben ist.

Endlich zeigt der Verfasser noch, wie man mit Benutzung des bekannten (von POINSOT so genannten) ellipsoïde central die Hauptaxen und Momente eines Systems von Körpern finden kann, wenn man die der einzelnen Theile kennt. *Bt.*

O. SCHLÖMILCH. Ueber die Bestimmung der Massen und der Trägheitsmomente symmetrischer Rotationskörper von ungleichförmiger Dichtigkeit. Abh. d. Leipz. Ges. IV. 379-393†.

Wenn in den durch die Ueberschrift bezeichneten Körpern die Dichtigkeit der Punkte nur eine Function ihrer Entfernung vom Mittelpunkte ist, so lassen sich die allgemeinen Integrale für die Massen und Trägheitsmomente auf die Massen und Trägheitsmomente einer Kugel und einer Reihe von Kugelschaalen reduciren. Die Ableitung dieses leicht zu erwartenden Resultats bietet keine analytischen Schwierigkeiten dar. *Bt.*

P. SAINT-GUILHEM. Nouvelle détermination synthétique du mouvement d'un corps solide autour d'un point fixe. LIOUVILLE J. 1854. p. 356-365†.

Unter diesem Titel werden die EULER'schen Differentialgleichungen für die Rotation eines festen Körpers um einen festen Punkt mit einer Modification aufgestellt. Eine Reihe von Definitionen ist nöthig, um die Sätze auszusprechen, aus denen diese Gleichungen abgeleitet werden; diese Sätze selbst geben nicht, wie die entsprechenden POINSOT's, eine Vorstellung von dem

Vorgange bei der Drehung, sondern drücken analytische Identitäten nur in gezwungener Weise geometrisch aus. *Bt.*

LOTTNER. Lösung des Problems der Bewegung eines festen schweren, um einen Punkt der Umdrehungsaxe rotirenden Revolutionskörpers in Functionen, welche die Zeit explicite enthalten. GRUNERT Arch. XXIII. 417-435†.

JACOBI hatte in seiner Abhandlung über die Rotation eines festen Körpers, auf welchen keine beschleunigenden Kräfte wirken, um einen festen Punkt (CRELLE J. XXXIX.) gefunden, dafs diese Bewegung sich aus zwei periodischen zusammensetzen lasse. Ertheilt man nämlich der x- und y Axe in der unveränderlichen Ebene eine gleichmäfsige, drehende Bewegung, so werden die neun Cosinus, durch welche die Richtung der Hauptaxen des Körpers bestimmt wird, periodische Functionen der Zeit. Aehnliches findet, wie der Verfasser zeigt, auch in dem Falle Statt, welchen die Ueberschrift bezeichnet. Hier setzt sich die Bewegung aus drei periodischen zusammen, die im Allgemeinen incommensurabel sind, und sich so versinnlichen lassen:

1) Man lasse in der horizontalen, durch den festen Punkt gehenden Ebene die x- und y Axe gleichförmig und im Sinne der anfänglichen Bewegung des Körpers rotiren, so dafs sie in einer bestimmten Zeit eine Umdrehung vollenden.

2) In dem rotirenden Körper lasse man die beiden auf der Axe der Figur senkrechten Hauptaxen (in einem jedesmal zu bestimmenden Sinne) sich gleichfalls drehen, so dafs sie in einer von der ersten verschiedenen, bestimmten Zeit in ihre anfängliche Lage zurückkommen; so sind

3) die neun Cosinus, welche die Lage der Hauptaxen des Körpers (von denen zwei sich drehen) gegen die Axen des Coordinatensystems (von welchen sich gleichfalls zwei drehen) bestimmen, periodische Functionen der Zeit, von einer Periode, die von den beiden Perioden unter 1) und 2) verschieden ist.

Der Verfasser giebt die Werthe dieser neun Cosinus und jener Perioden, ausgedrückt durch elliptische Functionen, nebst

den Beweisen dafür, und spricht zum Schluſs die Vermuthung aus, daſs die Lösung dieses Problems vielleicht mittelst der Störungsrechnung auf die des allgemeineren führen könnte, wo der rotirende Körper ein beliebiger ist. *Bt.*

F. J. STAMKART. Ueber die Bewegung eines Kreisels um seine Spitze. POGG. Ann. XCI. 462-467†.

Ein Auszug aus einer im Jahre 1847 zu Amsterdam erschienenen Abhandlung des Verfassers, der sich nicht weiter verkürzen läſst. Die Masse des Kreisels ist auf einen unendlich dünnen Ring beschränkt; liegt dieser über der Spitze, auf der der Kreisel rotirt, so dreht sich die Knotenlinie in demselben Sinne wie der Kreisel; liegt er unterhalb, so hat die Knotenlinie eine rückläufige Bewegung. *Bt.*

STEICHEN. Mémoire sur la question réciproque du centre de percussion. CRELLE J. XLVIII. 1-68†.

Der Verfasser pflegt es seinen Lesern durch die Darstellung und die Anordnung der Rechnungen nicht leicht zu machen. Der vorliegenden Abhandlung entnehmen wir ein physikalisch interessantes Resultat, nämlich die Lösung der von Hrn. STEICHEN in der Ueberschrift etwas undeutlich bezeichneten Aufgabe:

Wenn ein fester Körper von einem Stoſs in bestimmter Richtung getroffen wird, einen Punkt des Körpers von der Art anzugeben, daſs sich der Körper, wenn dieser Punkt festgehalten wird, in Folge des Stoſses um eine permanente, durch diesen Punkt gehende Axe drehe, und dieser Punkt durch den Stoſs keine Erschütterung erleide.

Die Bedingungen, welche ein solcher Punkt erfüllen muſs, folgen aus der Theorie des Percussionscentrums, nämlich: eine Ebene, welche durch die Drehungsaxe und den Schwerpunkt des Körpers gelegt ist, muſs auf der Richtung des Stoſses senkrecht stehen, und der Punkt, in welchem diese Ebene von der Richtung des Stoſses getroffen wird, muſs den Abstand

$$v + \frac{Mk^2}{Mv}$$

von der Drehungsaxe haben, wo v den Abstand des Schwerpunktes J des Körpers von der Drehungsaxe, Mk^2 das Trägheitsmoment des Körpers in Bezug auf eine durch J mit der Drehungsaxe parallel gelegte Axe, und M die Masse des Körpers bedeutet. Hierzu kommen noch die beiden Bedingungen, welchen die Drehungsaxe genügen mufs, um permanent zu sein.

Im Allgemeinen wird die Aufgabe durch die folgende Construction gelöst. Man lege durch den Schwerpunkt eine auf der Richtung des Stofses F senkrechte Ebene P; durch den Punkt Π, in welchem die Ebene P von F getroffen wird, lege man eine zweite Ebene P_1, senkrecht auf eine der durch J gehenden Hauptaxen des Körpers. Der Durchschnitt ΠO dieser Ebene P_1 mit der Ebene P und die Linie F bestimmen dann eine dritte Ebene P_2, auf welcher die gesuchte Drehungsaxe senkrecht steht; und zwar geht diese Axe durch den Punkt O, dessen Entfernung von Π nach der oben genannten Bedingung

$$\Pi O = v + \frac{Mk^2}{Mv}$$

zu berechnen ist, und welcher der gesuchte Punkt ist.

Man sieht aus dieser Construction, dafs die Aufgabe im Allgemeinen so viel Lösungen zuläfst, als Hauptaxen durch den Schwerpunkt gezogen werden können; d. h. im Allgemeinen drei, und wenn zwei oder alle drei Hauptträgheitsmomente unter einander gleich werden, unzählige. Die Construction selbst zeigt auch, indem sie in besonderen Fällen unbestimmt oder unausführbar wird, wie sich für diese Fälle die Anzahl der Lösungen vermehrt oder vermindert. Ist z. B. die Richtung des Stofses parallel einer der Hauptaxen, so wird die Construction unbestimmt, insofern die durch Π gelegte, auf dieser Hauptaxe senkrechte Ebene mit der Ebene P zusammenfällt, die Linie ΠO also auch ihrer Richtung nach ganz willkürlich wird. Es giebt dann unzählig viel Punkte O, deren Ort eine Curve dritten Grades ist.

Läge dagegen die Richtung des Stofses in einer der durch den Schwerpunkt gehenden Hauptebenen des Körpers, und legte

man durch Π eine Ebene P_1 senkrecht gegen die eine der beiden in der Hauptebene liegenden Hauptaxen, so würde der Durchschnitt ΠO von P und P_1 senkrecht auf der Hauptebene stehen, und die Drehungsaxe mit der Linie ΠJ parallel laufen; mithin würden Π und J gleichen Abstand von ihr haben, und es könnte also die Bedingung

$$\Pi O = v + \frac{Mk^2}{Mv}$$

nicht erfüllt werden. Mithin ist in diesem Falle nur eine Lösung möglich, nämlich die, welche man erhält, indem man P_1 mit der in Rede stehenden Hauptebene zusammenfallen läfst. *Bt.*

Heine. Behandlung einer das Potential einer Kreisscheibe betreffenden Aufgabe. Berl. Monatsber. 1854. p. 564-572†.

Hr. Heine hatte früher Formeln gegeben, welche sich auf die Anziehung der Ellipsoide beziehen (Crelle J. XXVI., XXIX., XLII.). Die darin vorkommenden Reihen lassen sich summiren, wenn die Ellipsoide sich in einen Kreis zusammenziehen. Wie diese Summation geschehen könne, deutet der Verfasser in der vorliegenden Notiz an, und löst damit die Aufgabe, das Potential eines Kreises für alle Punkte des Raumes zu bestimmen, wenn es für alle Punkte des Kreises gegeben ist. *Bt.*

M. Collins. The attraction of ellipsoids considered geometrically. Phil. Mag. (4) VII. 401-407†, VIII. 223-224; Thomson J. 1854. p. 255-263†; Proc. of Roy. Soc. VII. 103-104†.

Bekannte Sätze, zum Theil geometrisch bewiesen. *Bt.*

M. Collins. On Clairault's theorem, and some matters connected with it. Thomson J. 1854. p. 46-55†.

Eine etwas umständliche Ableitung des Clairault'schen Satzes. *Bt.*

J. Plana. Sur la loi de la pesanteur à la surface de la mer, dans son état d'équilibre. Astr. Nachr. XXXVIII. 225-268†, 359-360†.

Der nächste Zweck der Abhandlung ist ein strenger Beweis dafür, dafs der Ausdruck für die Schwere an der Oberfläche des Meeres unabhängig von den Functionen ist, welche die Erhebung der Continente über das Niveau des Meeres ausdrücken; so dafs derselbe identisch wird mit demjenigen, welchen man unter der Voraussetzung erhält, dafs die ganze Erde mit Wasser bedeckt sei. Der Verfasser bemerkt, dafs er vergeblich versucht habe, in kurzen Worten auszudrücken, woher dies komme; er verweist deshalb auf die Abhandlung selbst, von der er sagt, dafs sie eine in mehreren Punkten neue Theorie enthalte, die geeignet sei, unsere Kenntnisse in Betreff des Problems von der Figur der Erde, dem Gesetz der Schwere, und der Ebbe und Fluth zu berichtigen. *Bt.*

G. B. Airy. Note concernant des observations du pendule. C. R. XXXIX. 1101-1102†; Inst. 1854. p. 425-425, p. 433-434; Cosmos V. 657-660, VI. 394-395; Athen. 1854. p. 1500-1500; Z. S. f. Naturw. IV. 448-448; Ann. d. chim. (3) XLIII. 381-383; Phil. Mag. (4) IX. 309-315†; Mech. Mag. LXII. 174-177.

Das Phil. Mag. giebt einen Auszug aus einer in der Royal Institution gehaltenen Vorlesung des Hrn. Airy.

Hr. Airy behandelt in einer Einleitung die früheren Versuche zur Bestimmung der Dichtigkeit der Erde, und zeigt sodann, auf welchem Princip die von ihm befolgte Methode beruht. Man beobachtet danach die Intensität der Schwere an dem oberen und unteren Ende eines tiefen Schachts, und bestimmt dessen Tiefe und das specifische Gewicht des Gesteins, welches er durchsetzt. Denkt man dann eine mit der Erdoberfläche concentrische Kugelfläche durch das untere Ende des Schachts gelegt, so übt die Schicht, welche zwischen beiden Kugelflächen eingeschlossen ist, keine Anziehung auf ein Pendel am unteren Ende des Schachts aus; die Masse dieser Schicht kennt man; die Beobachtung liefert also das Verhältnifs der Anziehungen,

welche ausgeübt werden, das eine Mal von der ganzen Erde, das andere Mal von der ganzen Erde minus einem bekannten Theil. Aus diesem Verhältnifs läfst sich dann die Masse der ganzen Erde berechnen.

Hr. Airy glaubt, dafs diese Methode sicherere Resultate zu liefern vermöge als die früheren. Bereits in den Jahren 1826 und 1828 hatte er daher Versuche der genannten Art begonnen; sie scheiterten indessen beide Male durch zufällige Unglücksfälle. Seit dem Frühjahr des Jahres 1854 war nun aber auf den Observatorien eine grofse Vertrautheit mit dem Gebrauch galvanischer Signale zur Vergleichung entfernter Uhren gewonnen, welche die Ausführung der Versuche sehr erleichtern mufste. Der Verfasser entschlofs sich daher zu neuen Versuchen, die auch im Herbst desselben Jahres, und zwar in der Kohlengrube von Harton bei South Shields (Northumberland) angestellt wurden. Die Art ihrer Durchführung hat etwas Grofsartiges; sieben Beobachter nahmen während drei Wochen daran Theil.

Die beiden Stationen lagen in derselben Verticale 1260 Fufs von einander entfernt. Es waren bequeme, gut verschlossene Räume, die sich auf constanter Temperatur erhielten. Auf jeder Station wurde ein Messingpendel aufgestellt und dahinter eine Uhr, so dafs die Schwingungsebenen des freien und des Uhrpendels einander parallel waren. Die Linse des Uhrpendels trug eine beleuchtete Scheibe von der Breite der Stange des freien Pendels. Zwischen die Uhr und das freie Pendel waren zwei Metallplatten geschoben, die nur einen Spalt von der Breite der Scheibe frei liefsen, der mit der Ruhelage der beiden Pendel parallel lief. Ein auf den Spalt gerichtetes Fernrohr durchsetzte die Wand des Raumes, und gestattete dem aufserhalb befindlichen Beobachter, die beleuchtete Scheibe bei jedem ihrer Durchgänge durch die Ruhelage wahrzunehmen; nur wenn das Messingpendel gleichzeitig mit dem Uhrpendel durch die Gleichgewichtslage ging, verdeckte das erste die Scheibe. Somit konnte man auf eine genaue Weise das Zeitintervall bestimmen, welches zwischen zwei solchen Coincidenzen verging; und selbst ein kleiner Fehler in dieser Bestimmung hatte nur einen verschwindenden Einflufs auf die Berechnung des Verhältnisses, in welchem die Schwingungs-

zeit des freien Pendels zu der des Uhrpendels stand. Wurden nämlich zwischen zwei Bedeckungen 400 Secunden gezählt, so war dies Verhältnifs 400:398; und dies Verhältnifs ändert sich sehr wenig, wenn die Zahl 400 sich um einige Einheiten ändert.

Während so die freien Pendel mit den Uhren verglichen wurden, dienten zur Vergleichung der Uhren unter einander die galvanischen Signale. Auf jeder Station stand ein Galvanometer; die Leitung, welche beide verband, wurde durch eine Uhr alle 15 Secunden geschlossen und wieder geöffnet; jede Schliefsung war für die Beobachter das Signal, die Zeit ihrer Uhr zu notiren.

104 Stunden hindurch wurde auf diese Weise unausgesetzt beobachtet; sodann wurden die Pendel gegen einander vertauscht, und eine neue Beobachtungsreihe von gleicher Dauer angestellt; eine dritte und vierte endlich, jede von 60 Stunden, dienten zur Controlle der ersten beiden, und bewiesen, dafs die Pendel während der ganzen Zeit unversehrt geblieben waren. 2454 Signale wurden im Ganzen beobachtet.

Es ergab sich als Resultat, dafs das untere Pendel täglich um $2\frac{1}{4}$ Secunde gegen das obere vorging, oder dafs die Schwere an der unteren Station um den $\frac{1}{19190}$sten Theil gröfser war als die an der oberen.

Der Verfasser glaubt, dafs ein Fehler in dieser Bestimmung höchstens davon herrühren könne, dafs die Temperatur der oberen Station um 3,89° C. niedriger war als die an der unteren; doch könne die Unsicherheit der angewandten Correction nur sehr gering sein.

Die mittlere Dichtigkeit der Erde würde sich ungefähr auf 6 bis 7mal die Dichtigkeit des Wassers ergeben. Diese nach den früheren Bestimmungen auffallend hohe Zahl ist aber zunächst nur ein vorläufiges Resultat; die genaue Berechnung erfordert erst noch nähere Bestimmungen der Unregelmäfsigkeiten im Terrain der Umgebung, sowie des specifischen Gewichts der Felsarten. *Bt.*

E. Roche. **Note sur la loi de la densité à l'intérieur de la terre.** C. R. XXXIX. 1215-1217†; Inst. 1855. p. 3-3; Cosmos VI. 26-28.

Der Verfasser macht über die Aenderung der Dichtigkeit in den sphäroidischen Erdschichten die Annahme

$$\varrho = \varrho_0\,(1-\beta a^2),$$

wo ϱ die Dichtigkeit der Schicht, deren Radius a ist, bedeutet, der Radius der Erde = 1, und die Dichtigkeit im Centrum $= \varrho_0$ gesetzt, der Werth des Coëfficienten β aber aus der Theorie der Präcession auf

$$\beta = 0{,}8$$

bestimmt ist.

Die mittlere Dichtigkeit der Erde als 1 gesetzt, wird dann

$$\varrho = \tfrac{25}{13}\,(1-0{,}8a^2).$$

Die mittlere Dichtigkeit würde dann 2,6 mal, und die Dichtigkeit des Centrums 5 mal so grofs sein, als die Dichtigkeit an der Oberfläche.

Der Verfasser begründet den Vorzug seiner Annahme vor der von Laplace hauptsächlich durch die Bemerkung, dafs dieselbe den Versuchen Airy's über die Zunahme der Schwere in der Tiefe eines Stollens (s. oben) besser entspreche. Die Intensität der Schwere P ist nämlich dann in der Entfernung a vom Centrum

$$P = \tfrac{25}{13}\,pa\,(1-\tfrac{12}{25}a^2),$$

so dafs p die Schwere an der Oberfläche bedeutet; und in einer geringen Tiefe h unter der Oberfläche wird sie

$$P = p\left(1 + 0{,}846\,\frac{h}{R}\right).$$

Dies giebt in einer Tiefe von 1264 engl. Fufs eine Zunahme um $\frac{1}{19550}$, was mit Airy's Beobachtung $\frac{1}{19190}$ besser stimmt als der Werth $\frac{1}{28400}$, welchen Laplace's Annahme liefert.

Bt.

J. H. Pratt. On the attraction of the Himalaya mountains, and of the elevated regions beyond them, upon the plumb-line in India. Proc. of Roy. Soc. VII. 176-182†; Phil. Mag. (4) IX. 230-235; Inst. 1855. p. 186-188; Phil. Trans. 1855. p. 53-100†.

Bei der indischen Gradmessung ergab sich der Unterschied der Breiten zwischen Kalianpur und Kaliana zu 5° 23′ 42,294″; astronomische Beobachtungen lieferten für denselben Unterschied den Werth 5° 23′ 37,058″, welcher um 5,236″ kleiner ist. Die Ablenkung des Bleilothes, welche die Massen des Himalaya und des jenseit desselben gelegenen Hochlandes bewirken, könnte diese Differenz erklären. Denn diese Ablenkung hat, wie der Verfasser zeigt, keinen Einfluſs auf die geodätischen Operationen. Es ist der Zweck der vorliegenden Abhandlung, zu untersuchen, ob diese Erklärung auch denselben Betrag der genannten Differenz liefere. Hr. Pratt berechnet denselben so genau, als die dermaligen Kenntnisse von den in Betracht kommenden Massen dies zulassen, und findet dafür den viel gröſseren Werth 15,885″. Die Ablenkung des Bleilothes ist also nicht der wahre Grund für die Differenz 5,236″; vielmehr kommt der Verfasser schlieſslich zu der Ansicht, daſs bei der Berechnung des Breitenunterschiedes aus der Bogenlänge für die Ellipticität nicht der Werth $\frac{1}{300,8}$, welche Everest angenommen hatte, zu Grunde gelegt werden dürfe, sondern ein kleinerer $\frac{1}{426,2}$; so daſs also der Bogen zwischen Kaliana und Kalianpur eine gröſsere Krümmung hätte, als wenn ihm die mittlere Ellipticität $\frac{1}{300,8}$ zukäme.

Bt.

M. G. v. Paucker. Die Gestalt der Erde. Bull. d. St. Pét. XII. 97-128†, XIII. 49-89†.

Ein Blick auf diese Abhandlung reicht hin, um eine hohe Meinung von dem Fleiſse zu erwecken, dessen Frucht sie ist. Um so mehr bedauert man, daſs der Verfasser das Studium derselben, welches nach der Natur des Gegenstandes an sich mühselig ist, durch die Wahl von kaum zu behaltenden und von einander zu unterscheidenden Zeichen für die von ihm eingeführten Functionen noch beträchtlich erschwert hat.

Wenn man von der Abplattung höhere Potenzen als die erste in Betracht zieht, so kann ein Umdrehungskörper, welcher um seine Axe rotirt, und dessen Oberfläche im Gleichgewicht ist, nur in dem Falle ein Ellipsoid sein, wenn alle Schichten des Körpers gleiche Dichtigkeit haben. In Folge dieses Satzes verläfst der Verfasser die gewöhnliche Voraussetzung über die Figur der Erde, und entwickelt in dem ersten Artikel seiner Abhandlung ein Verfahren, um die Elemente eines Meridians aus den Beobachtungen einer Gradmessung zu bestimmen. „Dabei wird der Meridian als eine beliebige krumme Linie angenommen, mit der einzigen Beschränkung, dafs diese Linie wenig vom Kreise abweicht. Nach diesen Ausdrücken nimmt der zweite Artikel die vorhandenen Gradmessungen in Rechnung. Die Elemente eines neuen mittleren Meridians, welcher alle vorhandenen Gradmessungen nach dem Satz der kleinsten Quadrate vereinigt, bestätigen den oben genannten Satz von der Unzulässigkeit der elliptischen Gestalt. Es werden ferner die Meridiane von Ostindien, Paris und Dorpat für sich bestehend berechnet. Man gelangt hierbei zu der Ueberzeugung, dafs die Gradmessungen jetzt weniger eine geographische, als vielmehr eine geologische Bedeutung haben, indem sie den Gang der örtlichen Anziehungen geben, welche gröfstentheils durch die veränderliche Dichtigkeit des Erdinnern bedingt werden." „Die folgenden Artikel sollen eine gedrängte Uebersicht derjenigen Sätze geben, durch welche die von Clairaut und Laplace aufgestellte theoretische Grundlage so weit ausgebildet wird, um an sie eine neue Berechnung der Erdgestalt anknüpfen zu können.

Von der elliptischen Voraussetzung Umgang nehmend, ist das Umdrehungssphäroid nur der Bedingung unterworfen, dafs es von der Kugel wenig abweiche. Es ergeben sich stark convergirende Reihen, die mit den Abplattungsgliedern vierter Ordnung hinreichend abschliefsen. Die hier gegebenen Sätze beruhen auf selbstständigen Untersuchungen; dahin gehören die gegenseitigen Beziehungen zwischen Indicial und Subindicial, sowohl des einfachen als des sphärischen; ferner die Darstellung des Potentials allgemein für jeden Exponenten, sowohl in aufsteigender als in absteigender Richtung, nach Potentialseiten und In-

dicialen; endlich der Ausdruck des Anziehungspotentiales für jeden aufserhalb gelegenen, oder auf der Oberfläche des Sphäroids befindlichen Ort, und für jedes beliebige Gesetz der Dichtigkeit, wofern nur alle Schichten von gleicher Dichtigkeit einander ähnlich sind."

„In einer Beilage sind aus den gefundenen allgemeinen Ausdrücken die speciellen Sätze abgeleitet, welche Mac Laurin, Laplace und Ivory für das elliptische Sphäroid gegeben haben. Zu diesen Sätzen sind Ergänzungen gefügt worden. Im fünften Artikel ist der Clairaut'sche Satz als leichte Schlufsfolgerung nachgewiesen." *Bt.*

J. C. Experimental mode of determining the height of a mountain. Mech. Mag. LXI. 154-154†.

Die bekannte Aufgabe, die Höhe eines Berges mittelst eines Secundenpendels zu messen, in ihrer einfachsten Gestalt ist hier noch einmal wieder abgedruckt. *Bt.*

J. B. Phear. Note on the internal pressures at any point within a body at rest. Thomson J. 1854. p. 1-6†.

Eine leichte Modification der Rechnungen, die sich in Lamé's Leçons sur la théorie math. de l'élasticité Leç. V† finden, und dazu dienen, die Gleichung des Elasticitätsellipsoids und der damit concentrischen Fläche zweiten Grades abzuleiten, welche für ein Ebenenelement von gegebener Richtung die Richtung der Resultante der Elasticitätskräfte kennen lehrt. *Bt.*

T. Schönemann. Theorie und Beschreibung einer neuen Brückenwage. Wien. Denkschr. VIII. 2. p. 1-14†.

Der Verfasser hebt die wissenschaftlichen Gesichtspunkte hervor, nach denen seine schon früher (Berl. Ber. 1852. p. 64†) erwähnte Brückenwage construirt ist, und hat dabei Veranlas-

sung, mehrere interessante Sätze über die Bewegung eines festen Körpers überhaupt zu entwickeln.

Die Hauptbedingung, welche eine solche Wage erfüllen mufs, ist, dafs der Brückenkörper unter der Einwirkung jeder beliebigen Kraft sich nur so bewegen könne, dafs die von seinen Punkten gleichzeitig beschriebenen Bahnelemente unter sich parallel sind.

Nun ist klar, dafs alle Punkte eines Körpers sich nicht anders als auf vorgeschriebenen Bahnen bewegen können, wenn fünf bestimmte, nicht in gerader Linie liegende Punkte desselben auf fünf festen Oberflächen geleitet werden. Denn wenn jene fünf Punkte von einander constante Entfernung behalten sollen, so müssen zwischen ihren fünfzehn Coordinaten neun Gleichungen erfüllt werden; die Bedingung, dafs die Punkte auf den fünf Flächen bleiben sollen, liefert noch fünf Gleichungen, woraus folgt, dafs nur noch eine der Coordinaten willkürlich bleibt. Mit diesem einfachen Satze im Widerspruch steht z. B. die Leitung eines Brückenkörpers an der Roberval'schen Wage mit zwei verbundenen Streben, und an der George'schen Wage. In beiden ist die Leitung überbestimmt; denn bei der ersten Wage wird der Brückenkörper auf vier festen Kreisen, oder auf acht Oberflächen, bei der zweiten auf vier festen Kugelflächen geleitet. Dagegen folgt aus demselben die Richtigkeit der von dem Verfasser angewandten Construction. Wenn nämlich ein Körper Parallelbewegung der Art hat, dafs jeder Punkt einen Kreisbogen beschreibt, so bleibt die Entfernung eines jeden Punkts von einem beliebigen Punkte derjenigen Senkrechten constant, welche auf der vom Punkte beschriebenen Kreisebene in deren Mittelpunkte errichtet ist. Sind nun umgekehrt fünf von diesen Punkten mit je fünf solcher Axenpunkte durch feste Linien verbunden, so mufs der Körper jener zuerst angenommenen Parallelbewegung folgen.

Eine genauere Beschreibung der Wage läfst sich ohne Zeichnung nicht geben; dagegen kann man sich eine allgemeine Vorstellung davon bilden, wenn man bedenkt, dafs die Brücke dann Parallelbewegung haben wird, wenn die fünf an ihr angebrachten Leitungen eine Drehung um drei auf einander senkrechte Axen verhindern. Die Wage ist nämlich eine Tafelwage; die

horizontale Brücke ist an der senkrechten Brückenwand befestigt, welche sich nun nicht anders als parallel einer festen, senkrechten Wand bewegen soll. Zu dem Ende verhindern eine Strebe und eine Strebenkette, welche in derselben Verticalebene senkrecht auf den genannten Wandflächen stehen, eine Drehung um eine horizontale Axe; eine horizontale Seitenkette verbindet zwei Punkte auf zwei gleichgelegenen, senkrechten Kanten jener Wandflächen, und verhindert mit der Strebe und Strebenkette zusammen jede Drehung um eine verticale Axe. Endlich laufen die obere und die untere Querkette je von einem Punkte der festen Wand, welcher diesseits der durch die Strebe gehenden Verticalebene liegt, zu einem Punkte der beweglichen, welcher jenseits derselben Ebene liegt; sie verhindern so die Drehung um eine horizontale, auf der Brückenwand senkrecht stehende Axe.

Die (im Allgemeinen) senkrechte Hubkette trägt die Brückenwand an der einen unteren Ecke derselben, und überträgt die Last auf den Wagebalken, dessen Hypomochlium auf der oberen Kante der festen Wand ruht.

Der Verfasser berechnet die Spannung in den Leitungsketten, und weist die die Brauchbarkeit der Wage bedingende Eigenschaft derselben nach,

> dafs kleine Veränderungen in der Länge der Leitungsketten auf das Resultat der Wägung keinen Einflufs haben.

Es versteht sich, dafs die Wage nach den von Hrn. Schönemann früher dargelegten Principien so construirt ist, dafs die Stellung derselben nicht das Resultat der Wägung, sondern nur die Empfindlichkeit der Wage ändert, und dafs wiederum die Empfindlichkeit selbst von dem Ort der Last auf der Brücke unabhängig ist.

Zum Schlufs des Referats tragen wir die von dem Verfasser entwickelten Gesetze über die Bewegung eines festen Körpers nach.

1) Der Euler'sche Satz, dafs ein Körper aus einer ursprünglichen Lage in eine zweite stets durch Schraubenbewegung übergeführt werden könne, folgt leicht aus der folgenden Betrachtung. Fafst man irgend drei Punkte des Körpers in der ersten und in der zweiten Lage in's Auge, so bilden diese zwei con-

gruente Dreiecke *ABC* und *abc*. Zieht man *Aa*, *Bb*, *Cc*, und legt durch *A* zwei Linien, parallel und gleich mit *Bb* und *Cc*, und entsprechend durch *B* Linien parallel und gleich *Aa*, *Cc*, und ebenso durch *C*, und legt durch die Endpunkte je dreier, von einer Ecke ausgehenden Linien Ebenen; so entstehen an den drei Ecken *A*, *B*, *C* drei congruente Tetraëder mit parallelen Grundflächen, von denen jede auch eine Ecke des Dreiecks *abc* enthält. Verschiebt man dies Dreieck *ABC* längs den drei Höhen dieser Tetraëder, so fallen endlich die Ecken *A*, *B*, *C* in drei Ebenen, welche unter einander parallel sind, senkrecht auf der Richtung der Verschiebung stehen, und auch die Endpunkte des Dreiecks *abc* enthalten; mithin ist nur noch eine senkrecht auf der ersten stehende Verschiebung oder eine Drehung um eine ihr parallele Axe nöthig, um die beiden Dreiecke, und also auch die Körper, in einander fallen zu lassen.

2) So lange die angegebene Construction nicht unbestimmt wird, giebt es nur eine Axe der Schraubenbewegung; diese wird ihrer Richtung und Gröfse nach erhalten, wenn man von einem beliebigen Dreieck im Körper ausgeht. Hieraus folgt:

> Zieht man durch einen Punkt im Raume Linien, parallel und gleich den Verbindungslinien je zweier homologer Punkte des Körpers in der ersten und zweiten Lage, so liegen die Endpunkte dieser Linien in einer Ebene.

3) Es ist leicht zu sehen, dafs eine Linie im Körper, welche bei der Schraubenbewegung desselben senkrecht auf dem Bahnelemente irgend eines ihrer Punkte steht, auf den Bahnelementen aller ihrer Punkte senkrecht stehen müsse. Legt man also durch die Bahnelemente zweier Punkte Normalebenen, und dann durch einen Punkt ihrer Durchschnittskante und der beiden ersten Punkte eine dritte Ebene, so steht das Bahnelement des dritten Punktes auf dieser Ebene senkrecht. Zieht man daher zu drei beliebigen Bahnelementen die drei Normalebenen, so mufs die Bahn ihres gemeinsamen Durchschnittspunktes auf jeder der drei Ebenen senkrecht stehen, welche durch diesen Punkt und je zwei der ersten gehen; diese drei Ebenen fallen also in eine zusammen, d. h. die Normalebenen der Bahnelemente dreier Punkte schneiden sich in einem Punkte der Ebene dieser drei Punkte, und die

Normalebenen der Bahnelemente sämmtlicher Punkte einer bewegten Ebene schneiden sich in einem Punkte dieser Ebene.

Bt.

J. M. Bloxam. On the mathematical theory and practical defects of clock escapements, with a description of a new escapement. Mem. of astr. Soc. XXII. 103-150†.

Das Gewichts- und das Schlagechappement werden behandelt.

Bt.

Druckenmüller. Ueber die Zapfenreibung bei den stehenden Wellen. Crelle J. XLVIII. 276-291†.

Die von Schiele angegebene Form der Zapfen für stehende Wellen sollte sich dadurch auszeichnen, dafs bei ihnen die Reibung geringer als bei allen anderen, und dabei in allen Punkten gleich sei. Dafs beides nicht richtig sei, wird von dem Verfasser nachgewiesen, läfst sich aber auch a priori leicht einsehen. Setzt man nämlich den verticalen Druck auf gleiche Horizontalprojectionen der Zapfenfläche constant, so ist erstens der Normaldruck gegen ein geneigtes Oberflächenelement des Zapfens offenbar gröfser als der Normaldruck gegen die Projection des Elements, und also auch die Reibung gegen die ganze Oberfläche gröfser, als wenn statt deren ihre Projection, oder eine Ebene gesetzt würde; der eben abgeschnittene Zapfen ist also der, welcher die geringste Reibung erleidet. Zweitens läfst sich leicht zeigen, dafs das Reibungsmoment für jedes Oberflächenelement proportional der Gröfse desselben, und proportional seiner horizontalen Entfernung von der Axe ist; es können also gleiche Oberflächenelemente nur dann gleiche Reibung erleiden, wenn ihre Entfernungen von der Axe gleich sind.

Statt der beiden, der genannten Zapfenform irrthümlicherweise zugeschriebenen Eigenschaften findet dagegen der Verfasser zwei andere, die ihr ein praktisches Interesse verleihen. Der Axenschnitt dieser Zapfen ist nämlich die Lagoide (von Schiele „Antifrictionscurve" genannt). Die Differentialgleichung

dieser Curve ist, für horizontal, von der Axe des Zapfens aus gerechnete x

$$ds = \frac{mdx}{x},$$

und hieraus folgt, dafs

1) das Reibungsmoment des Zapfens constant bleibt, wie weit der Zapfen auch in die Pfanne hineingeschoben sei, und
2) die durch die Reibung bewirkte Abnutzung keine Aenderung der Zapfenform zur Folge hat, sondern nur den Effect einer Verschiebung der Begränzungsfläche längs der Axe.

Der Verfasser bestimmt vermittelst der Variationsrechnung noch die Form des Zapfens, welche das geringste Reibungsmoment liefert, für den Fall, dafs die Dicke des oberen und unteren Zapfenendes gegeben sind. Die Erzeugungscurve hat dann die Form

$$y = \pm k^2 \int \frac{dx}{\sqrt{(x^4 - k^4)}}.$$

Die Rechnungen bieten keine Schwierigkeit dar. *Bt.*

C. A. Brückmann. Bemerkungen über die sogenannte Antifrictionscurve und deren Anwendbarkeit beim Maschinenbau. Dingler J. CXXXIII. 334-341†; Civiling. I. 233.

Der Verfasser wendet sich gleichfalls gegen Schiele's Antifrictionscurve, aber mit Unrecht; er meint nämlich, wenn die Abnutzung für alle Elemente gleich grofs sein sollte, müfste die Erzeugungscurve des Zapfens der Bedingung

$$\frac{x^2}{\cos\alpha} = \text{const.}$$

genügen, wo α der Winkel ist, welchen die Tangente am Punkte (x, y) mit der Abscissenaxe einschliefst.

Sollen aber in des Verfassers Ausdruck für die bei der Drehung verzehrte Arbeit die Elemente der Zapfenfläche gleich angenommen werden, so müfste

$$\frac{d\varphi\, dx}{\cos\alpha} = \text{const.}$$

und mithin, wenn der Ausdruck selbst constant sein soll,

$$x = \text{const.}$$

sein. Auf gleiche Oberflächenelemente kann also nicht gleiche Reibung kommen.

Sollen hingegen blofs die Horizontalprojectionen der Elemente gleich sein, so hat man

$$x\,d\varphi\,dx = \text{const.}$$

und mithin

$$\frac{x}{\cos\alpha} = \frac{x}{\frac{dx}{ds}} = \text{const.},$$

was SCHIELE's Antifrictionscurve ist. *Bt.*

A. POPPE. Ueber die Anwendung des elektromagnetischen Chronoskops zur Ermittlung der Geschwindigkeit von Geschossen, und über den Einflufs des Trägheitsmomentes der Fangscheibe sowie der Lage des Stofspunktes auf die Genauigkeit der Resultate. DINGLER J. CXXXII. 259-268†; Polyt. C. Bl. 1854. p. 979-988.

Der Verfasser berechnet nach bekannten Regeln den in der Ueberschrift genannten Einflufs der Fangscheibe, und giebt eine Construction für dieselbe an, welche jenen unabhängig von der Lage des Stofspunktes macht. *Bt.*

S. HAUGHTON. Account of experiments to determine the velocities of the rifle bullets commonly used. Phil. Mag. (4) VII. 390-396†.

Mittelst des ballistischen Pendels hat der Verfasser Beobachtungen über die Geschwindigkeit angestellt, welche eine bestimmte Pulvermenge Kugeln von verschiedener Gestalt zu geben vermag, die entweder aus einer doppelt gezogenen Büchse, oder aus einer Miniébüchse, oder endlich aus einem Carabiner abgeschossen werden. Eine zweite Beobachtungsreihe, bei welcher das Pendel 80' von der Mündung des Geschosses abstand, soll

den Widerstand, welchen die Luft diesen Kugeln entgegensetzt, kennen lehren. *Bt.*

G. NOVI. Sul moto dei proietti nell' anima delle bocche da fuoco. TORTOLINI Ann. 1854. p. 365-408†.

Eine Darstellung und Kritik der bisherigen Versuche zur Lösung des Problems, welche mit BERNOULLI anfängt und bis zu PIOBERT reicht. *Bt.*

E. LOOMIS. On the resistance experienced by bodies falling through the atmosphere. SILLIMAN J. (2) XVIII. 67-70†.

Der Verfasser berechnet unter der Annahme des NEWTON'schen Widerstandsgesetzes den Widerstandscoëfficienten der atmosphärischen Luft nach den Versuchen von NEWTON und HUTTON, und findet dann, wenn das specifische Gewicht der Hagelkörner 0,865 gesetzt wird, die folgenden Maxima ihrer Fallgeschwindigkeit.

Durchmesser der Kugeln	Gewicht	Endgeschwindigkeit
2 Zoll	2,0908 Unzen	98 Fuſs
1 -	0,2614 -	70 -
½ -	0,0327 -	49 -

Es versteht sich, daſs diese Zahlen keine Bedeutung weiter haben als die eines Zahlenbeispiels für eine sehr zweifelhafte und unvollkommene Theorie. *Bt.*

J. C. MAXWELL. On a particular case of the descent of a heavy body in a resisting medium. THOMSON J. 1854. p. 145-148†.

Eine populäre Erklärung der drehenden Bewegung, welche ein in der Luft fallendes Stück Papier annimmt, sowie der Abweichung seiner Bahn von der senkrechten Richtung. *Bt.*

SEMPER. Von der Form der Körper, die mit geringster Resistenz in widerstehenden Mitteln sich bewegen. Pogg. Ann. XCIII. 297-305†.

WITZSCHEL liefert einen Auszug aus einem Manuscript des Hrn. SEMPER: „Ueber die Schleudergeschosse der Griechen, und die Gestaltung der Flugkörper im Allgemeinen; ein Beitrag zur vergleichenden Formenlehre".

Es sind dies einzelne Bemerkungen, die schon im Originalauszuge an Unklarheit leiden, und sich daher in einem Referat nicht wiedergeben lassen. *Bt.*

---

v. KAMECKE. Ueber den Einflufs des Luftwiderstandes auf die Abweichung rotirender Geschosse aus ihrer Flugbahn. Arch. f. Artill. Off. XXXV. 32-39†.

Hr. v. KAMECKE unterscheidet drei Ursachen, welche eine Rotation des Geschosses hervorbringen können:

a) Die Reibung an der unteren Fläche der Seele bei Geschossen, wo Schwerpunkt und Mittelpunkt zusammenfallen;

b) bei Geschossen, wo Schwerpunkt und Mittelpunkt nicht zusammenfallen und der durch das Pulvergas bewirkte Stofs als central durch den Mittelpunkt, nicht aber durch den Schwerpunkt vorausgesetzt wird, das so entstehende Kräftepaar;

c) Züge im Geschütz.

In den ersten beiden Fällen ist, wenn im zweiten beim Laden der Schwerpunkt genau unter oder über dem Mittelpunkt vorausgesetzt wird, die Rotationsaxe senkrecht zur Tangente und Ebene der Flugbahn gerichtet; im dritten liegt sie in der Tangente. Für die ersten beiden Fälle zeigt Hr. v. KAMECKE durch Betrachtungen, von graphischen Darstellungen unterstützt, dafs der Luftwiderstand die Folge hat, durch seine als Reibung auftretenden Componenten die Rotation der Kugel abzuschwächen, durch die als senkrechter Druck wirkenden aber theils die Geschwindigkeit der Bewegung zu ermäfsigen, theils eine Ausweichung der Kugel nach derjenigen Seite hin hervorzubringen, wo Rotation und Luftwiderstand in derselben Richtung gehen; im Fall a)

also, und im Falle b), wenn die Rotation wie im Falle a) vor sich geht, d. h. in der obern Hälfte der Kugel von hinten nach vorn, bewirkt die Rotation eine Abweichung nach unten, ein zu frühes Aufschlagen. Geht im Falle b) die Rotation umgekehrt vor sich, so vergröfsert dies die Schufsweite. Liegt im zweiten Falle die Rotationsaxe nicht senkrecht zur Flugbahn, sondern in der Hauptnormale, so geht aus dem Gesagten hervor, dafs die Abweichung dann nicht in einer Verlängerung oder Verkürzung der Schufsweite, sondern in einer Ausweichung nach der Seite hin sich zeigt, wo Rotation und Luftwiderstand in derselben Richtung gehen, was mit der Erfahrung übereinstimmt.

Ganz anders ist es im Falle c). Hier behauptet Hr. v. Kamecke, nach dem Erfahrungssatze, dafs bei rechtsläufig gezogenen Geschützen Geschosse mit conischer Spitze im Augenblick des Aufschlagens stets mit etwas nach rechts abgelenkter Spitze gefunden worden sind, man aber bei aus gezogenen Gewehren geschossenen runden Geschossen eine Seitenablenkung nie gewahrt habe, hiernach sei die Ablenkung zur Seite nicht eine unmittelbare Folge ungleichen Luftwiderstandes, da dieser wegen der gleichen Spiralen aller gleich weit von der Axe liegenden Punkte rings um die Axe gleich sei, sondern nur eine mittelbare; er sagt nämlich, dafs die erste Folge der Rotation eine Ablenkung der Spitze und eine Folge dieser die Seitenabweichung des ganzen Geschosses sei, wie die eines Schiffes nach der Theorie des Segelns.

Dies wird in der Art motivirt, dafs die Flugbahn bestehend gedacht wird aus der geradlinigen Fortbewegung und der Fallbewegung des Geschosses. In Bezug auf erstere gilt die Betrachtung der gleichen Widerstände; in Bezug auf letztere, eine Bewegung in verticalem Sinne, ist für ein in ihrer Richtung liegendes Auge eine Rotation vorhanden, die um eine Axe senkrecht zur Richtung der Bewegung vor sich geht. Wäre das Geschofs eine Kugel, so würde, da nun auf diese Bewegung die Betrachtung des Falles b) angewendet werden müfste, eine Abweichung links stattfinden müssen; anders aber bei conischen Geschossen.

Hier ist die Rotationsgeschwindigkeit der einzelnen Punkte an der Spitze geringer als an dem hintern Ende, wo die Punkte

der Oberfläche weiter von der Rotationsaxe abstehen. Hier, hinten, äufsert sich also die Wirkung des Luftwiderstandes am bedeutendsten; das hintere Ende wird mehr nach links hinausgedrückt als das vordere; die Spitze bekommt eine Abweichung nach rechts, mit ihr die ganze Flugbahn; von diesem Moment des ersten Abweichens der Spitze an gewinnt dann auch der Luftwiderstand in der Fortbewegungsrichtung einen ungleichen Einflufs.

Das Gesagte würde eine Bestätigung finden, wenn Versuche erwiesen,

1) dafs bei sphärischen oder cylindrischen Geschossen die Abweichung nach entgegengesetzter Seite stattfände als bei conischen;
2) dafs die Abweichung mit der Conicität der Geschosse wüchse, und
3) dafs die Abweichung mit den Flugzeiten in gewissem wachsendem Verhältnifs stände. *v. M.*

Neumann. Ueber die bis jetzt aufgestellten Erklärungen des Einflusses der Rotation der Geschosse auf ihre Bahn. Arch. f. Artill. Off. XXXV. 40-72†.

Hr. Neumann tritt gegen die neuerdings aufgestellten Erklärungen des Einflusses der Rotation der Geschosse auf ihre Bahn auf. Es vereinigen sich dieselben sämmtlich dahin, dafs es eine durch die Axendrehung des Geschosses bewirkte Veränderung der Gesammtrichtung des gegen dasselbe erfolgenden Luftdrucks sei, durch die es unmittelbar und ununterbrochen aus derjenigen Bahn abgelenkt wird, welche es ohne Umdrehung beschreiben würde.

Die Beweisführung für seine Ansicht ist eine rein mathematische, aber eben deswegen unserer Ansicht nach unzureichend, da die Prämissen für eine mathematische Behandlung unsicher sind. Es ist eine Thatsache, dafs bei der gewöhnlichen Art, die Einwirkung des Luftwiderstandes in Rechnung zu stellen, eine dauernde Abweichung des Geschosses in Folge seiner Umdrehung sich nicht ergiebt; die Sache läfst sich nicht so abstract nehmen,

dafs man als einzig wirkenden Theil der Luft die Säule betrachten könnte, die dem Geschosse gerade entgegentritt, und dann, von ihm verdrängt, an ihm vorbeistreift. Das Problem in seiner Allgemeinheit wäre vielmehr die Bewegung einer bestimmt geformten Masse eines festen Körpers in einem mit einem gasförmigen Körper erfüllten Raume, eine Aufgabe, der in dieser Allgemeinheit die Analysis noch nicht gewachsen ist.

In Bezug auf die aus gezogenen Röhren getriebenen cylindroconischen Geschosse ist Hr. Neumann der Ansicht, dafs die schiefe Stellung der Spitze solcher Geschosse von den in diesen erweckten Fliehkräften in Verbindung mit dem Luftwiderstande erzeugt wird, und dafs demnächst eine Abweichung dieser Geschosse nach der Seite hin eintritt, wohin diese Spitze bleibend zeigt.

v. M.

T. Ueber die Bewegung und den Gebrauch excentrischer Geschosse. Arch. f. Artill. Off. XXXVI. 95-133†.

Der in Rede stehende Aufsatz ist nur eine Zusammenstellung dessen, was sich aus den bekannt gewordenen Erfahrungen über das Schiefsen mit excentrischen Geschossen für die Erklärung der Vorgänge bei dieser Bewegung, sowie den Gebrauch solcher Geschosse ableiten läfst. Das specifisch Artilleristische mufs hier übergangen werden; in Bezug auf das Uebrige soll nur eine Beobachtung angeführt und auf einige uns als solche erscheinende Widersprüche aufmerksam gemacht werden.

Diese Beobachtung heifst: die Rotationsgeschwindigkeit des Geschosses nimmt bis zu einem gewissen Grade zu, und dann erst ab, hat also ihr Maximum nicht unmittelbar vor dem Rohre. Wenn dieselbe, aus den Erscheinungen, welche die brennenden Zünder der Hohlgeschosse zeigen, abgeleitet, keine Täuschung ist, dann ist sie unserer Ansicht nach gar nicht zu erklären; denn wie man die Wirkung des Luftdrucks auch annehmen mag, so wird die durch die Rotation entstehende Reibung stets der Rotation entgegenwirken.

Der Verfasser des Aufsatzes sagt zwar ferner, dafs es Magnus mit seiner Theorie geglückt sei, die Abweichung rotirender

Geschosse zu erklären, dafs aber nach dieser Theorie auf der Seite der Kugel, wo sich alle Punkte in gleicher Richtung mit der vorbeistreifenden Luft bewegen (bei einer Kugel, deren vorderer Punkt bei der Rotation um eine Axe in der Normale der Flugbahn sich nach rechts bewegt, der rechten) die Geschwindigkeit dieser, folglich auch die Verminderung des Druckes gröfser sei als auf der andern, wo eine der Luft entgegengesetzte Bewegung stattfindet, dafs also eine Kugel, die in der angegebenen Weise rotirt, rechts abweichen mufs; hiermit scheinen uns jedoch folgende aufgestellte Sätze nur theilweise in Harmonie zu stehen.

1) Rotation und Abweichung sind unzertrennlich von einander; die nothwendige Bedingung zu beiden ist ungleicher Luftdruck; wo der gröfsere Luftdruck sich befindet, dahin geht die Rotation und die Abweichung.

2) Es ergiebt sich ferner, dafs, der stärkere Luftdruck gegen denjenigen Theil der vorderen Hälfte gerichtet ist, der von vorn nach hinten rotirt.

3) Ebenso unmittelbar ergiebt sich, dafs, wenn eine Seitenabweichung stattfindet, diese nur nach der Seite erfolgen kann, wohin die Rotation geht.

Was endlich die Gröfse der Seitenabweichung betrifft, so wird gesagt: Da die Seitenabweichung erfahrungsmäfsig in einem gröfseren Verhältnifs als dem der Entfernungen zunähme, so müfste, was nicht zu erklären wäre, auch jener Seitendruck sich fortwährend steigern, eine Folgerung, die nicht richtig ist. Der Seitendruck ist keine Momentankraft, sondern eine stetig wirkende; die hierdurch erzeugte Abweichung müfste also bei gleich bleibender Kraft, wenn die Kugel in gleichen Zeiten gleiche Entfernungen vom Geschütz zurücklegte, im quadratischen Verhältnifs dieser stehen. Da aber die Geschwindigkeit in der Fortbewegungsrichtung immer abnimmt, oder, was dasselbe ist, zur Zurücklegung gleicher Räume immer gröfsere Zeiten erfordert werden, so mufs dies Verhältnifs, abgesehen davon, dafs die Aenderung der Rotation diese Seitenkraft modificirt, noch gröfser als das quadratische werden. Wird es hingegen kleiner als dieses beobachtet, so spricht dies dafür, dafs der Seitendruck eine abnehmende Kraft ist, was wiederum nur stattfinden kann, wenn

die Rotation, die ihn erzeugt, immer schwächer oder langsamer wird. *v. M.*

Otto. Offenes Sendschreiben über Ballistik an Hrn. Didion. Arch. f. Artill. Off. XXXV. 105-121†.

Im ersten Theile des Schreibens bespricht Hr. Otto die von Didion verfafste Schrift: „Mémoire sur la balistique, présenté à l'Acad. des sciences le 17 Nov. 1854" und die in dieser erwähnte Abhandlung Francais's über dasselbe Thema; er weist namentlich nach, wie die Resultate Francais's mit den seinigen übereinstimmen, die er bereits 1834 gegeben, und wie der sich zeigende Unterschied nur ein scheinbarer sei, indem durch leichte Umformungen die Coëfficienten jener auf die seinigen zurückgeführt werden könnten.

Im zweiten Theile kommt Hr. Otto auf den Einflufs der Umdrehung der Geschosse auf ihre Bahn; er erwähnt, wie aus der Abhandlung Poisson's: „Recherches sur le mouvement des projectiles dans l'air en ayant égard à leur figure et leur rotation" der wahre Grund der durch die Umdrehung der Geschosse thatsächlich und erweislich hervorgerufenen Abweichung sich nicht ergebe, und wie er in Folge eigener Arbeiten zu der Ueberzeugung gelangt sei, dafs

1) bei der gewöhnlichen Art die Einwirkung des Luftwiderstandes in Rechnung zu ziehen, eine dauernde Abweichung des Geschosses in Folge seiner Umdrehung sich nicht ergebe, und
2) dafs alsdann nur der Einflufs einer Luftreibung als wirkende Ursache denkbar sei.

Aber auch von letzterer ist Hr. Otto abgegangen, indem sich herausstellte, dafs die thatsächlich beobachtete Abweichung der Geschosse derjenigen gerade entgegengesetzt ist, welche im Falle einer stattfindenden Luftreibung hätte eintreten müssen. Da eine Aenderung des gebräuchlichen quadratischen Luftwiderstandsgesetzes allein zu keinem Resultate führte, so ist man, sagt er, unabweislich dahin geführt, für den Einflufs der Umdrehung eine Kraft in Rechnung zu stellen, die normal zur Tangente der Flugbahn liegt. Hr. Otto nimmt für diese Kraft empirisch eine

Function der Geschwindigkeit v von der Form $a+\frac{b}{v^2}$, wo a und b Constanten sind.

An folgendem Beispiel erläutert Hr. Otto das Resultat dieser Supposition.

Bei einer Anzahl von Schufsweiten (x), mit einerlei Geschütz, Geschofs und Ladung unter flachen Elevationen ϱ nicht über 4°, waren zugleich die Flugzeiten und die Niveaus der Treffpunkte beobachtet worden. Aus den Flugzeiten ergab sich für quadratischen Luftwiderstand die Anfangsgeschwindigkeit $V=379,15$ Schritt und der constante Luftwiderstandscoëfficient $\frac{1}{2c}=0,000360\,70$, woraus $c=1386,2$ Schritt; rechnet man mittelst der Niveaus der Treffpunkte die V aus, so findet man für wachsende Elevationen ein wachsendes V von 387 bis 437 Schritt.

Ein Luftwiderstandsgesetz von der Form $\lambda v^2+\mu v^3$ führt noch zu einem schlechteren Resultat.

Führt man aber die erwähnte Kraft $a+\frac{b}{v^2}$ in die Rechnung der Bahngleichung ein, so findet man für ein quadratisches Luftwiderstandsgesetz die Bahngleichung

$$y=x.\operatorname{tang}\varrho-\frac{gc^2}{V^2}(e^z-1-z)+F.(e^z-1-z)+G.(e^{2z}-1-2z),$$

wo $z=\frac{x}{c.\cos\varrho}$, g die Schwere und y das Niveau des Treffpunkts; F und G sind Constanten, und hat man ihre Zahlenwerthe gefunden, so sollte eigentlich für jede beobachtete Schufsweite und Treffpunkthöhe die Gleichung zu Null werden. Aus einer Anzahl Beobachtungen berechnet nun Hr. Otto diese Constanten; die mit den so erhaltenen Werthen errechneten Treffpunkthöhen für Entfernungen, die nahezu 1400 Schritt erreichen, zeigen von den beobachteten im Maximum einen Unterschied von 10 Zoll, im Mittel von 5 Zoll.

Ein höchst interessanter Fall, sagt Hr. Otto, ist es, dafs man in der Form für den Ausdruck der durch den Einflufs der Umdrehung erzeugten Normalkraft ziemlich merkliche Veränderungen anbringen kann, ohne dafs die praktische Brauchbarkeit der in Rede stehenden Methode dadurch wesentlich beeinträchtigt würde.

Die auf jede Art errechneten Treffpunkthöhen sind in allen von Hrn. Otto untersuchten Fällen den mit der hier angegebenen Form der Kraft gefundenen ziemlich gleich. *v. M.*

Otto. Nachricht über einen Versuch, angestellt im Jahre 1851 auf der Pulverfabrik zu Neisse zur Ermittelung des Verhaltens des ballistischen Gewehrpendels je nach Maafsgabe der materiellen Beschaffenheit seiner Trefffläche. Arch. f. Artill. Off. XXXV. 187-204†.

Die Versuche wurden angestellt, um über zwei Punkte einige Klarheit zu erlangen:

a) Die Beschaffenheit desjenigen Theils des Pendels, welche die Bestimmung hat von der Kugel getroffen zu werden, mufs von erheblichem Einflufs auf die Gröfse des Ausschlages, mithin auf die Gröfse der gesuchten Geschwindigkeit sein, indem je nach dieser materiellen Beschaffenheit ein verschiedener Theil der Kraft durch Eindringen, Zerreifsen von Holzfasern etc. verloren gehen mufs.

b) Die bisherige Methode, nur kleine Ausschläge bis 3° hervorzubringen, giebt bei einer Unsicherheit der Ablesung des Bogens auf 1 Minute $\frac{1}{180}$ Unsicherheit in der errechneten Geschwindigkeit. Würde das Verhältnifs nicht ein günstigeres werden, wenn das Pendel erleichtert und hierdurch der Ausschlag vergröfsert würde?

Das Resultat der Versuche mit einem leichten Pendel war folgendes.

1) Das Schiefsen gegen Holzscheiben beim ballistischen Pendel ist zu verwerfen; und zwar

a) weil die errechneten Anfangsgeschwindigkeiten immer erheblich zu klein ausfallen;

b) weil der durch das Zerreifsen der Holzfasern entstehende Verlust an Kraft je nach der Beschaffenheit des Materials gewifs verschieden, für die Gröfse dieser Verschiedenheit aber gar kein Anhalt vorhanden ist;

c) weil, wenn die neu ankommende Kugel in ein schon vorhandenes Loch und somit Blei auf Blei trifft, eine neue

Quelle von Verschiedenheiten entsteht. Hiezu kommt noch die Unbequemlichkeit,

d) dafs die Holzscheiben während des Schiefsens oft gewechselt werden müssen, und

e) dafs das Verbleiben der treffenden Bleikugeln in den Holzscheiben wegen der dadurch entstehenden Aenderungen in dem Gewicht, sowie im statischen und Trägheitsmomente des Pendels die Berechnungen der einzelnen Anfangsgeschwindigkeiten unnützerweise mühevoll macht.

2) Auch Elasticität des Zielkörpers ist störend, weil sie die Anfangsgeschwindigkeit vermindert, ohne dafs man weifs, um wie viel.

3) Ein möglichst fester und dabei unelastischer Zielkörper ist der zweckmäfsigste, und zwar

a) weil seine Angaben der Wahrheit am nächsten kommen;

b) weil er nur selten gegen einen anderen umgewechselt zu werden braucht;

c) weil bei ihm Gewicht, statisches und Trägheitsmoment des Pendels für jeden Schufs dieselben bleiben, wodurch die Leichtigkeit der nothwendigen Rechnungen sehr gewinnt.

Zum Vergleiche der Resultate mit denen an einem schweren Pendel wurden die Versuche auch an einem solchen ausgeführt. Hier fiel freilich die errechnete Anfangsgeschwindigkeit, wenn gegen Holzscheiben geschossen wurde, auch kleiner aus als gegen möglichst unelastische Stahlkörper; doch waren die Differenzen viel weniger erheblich als beim leichten Pendel. Hr. Otto spricht sich daher in Bezug auf die Einrichtung des Pendels vorläufig für das schwere aus. *v. M.*

E. Schinz. Einige Bemerkungen über die Veränderungen der Rotationsgeschwindigkeit der Himmelskörper. Verh. d. schweiz. naturf. Ges. 1854. p. 172-221†.

Das wesentlich Neue in dieser elementar gehaltenen Abhandlung ist der Gedanke, dafs die (von Sonne und Mond erzeugte) Fluth die Umdrehungsgeschwindigkeit der Erde vermindern müsse. Indem nämlich die Fluthwellen gegen das Festland

stoßsen, geben sie ihre Geschwindigkeit an dasselbe ab, und vernichten so einen Theil der entgegengesetzt gerichteten Rotationsgeschwindigkeit der Erde. Dadurch würde nach der Schätzung des Verfassers die Länge des Tages in einem Jahrtausend um 0,067 Secunden wachsen. Nun ist aber nach La Place die Tageslänge seit 2000 Jahren bis auf 0,01 Secunden constant geblieben; der Verfasser schliefst also, dafs der retardirenden Wirkung der Fluth eine beschleunigende, etwa die Contraction des Erdradius entgegenwirke, d. h. dafs die mittlere Temperatur der Erde in einem Jahrtausend um 0,04° C. abnehme. Es versteht sich, dafs die benutzten numerischen Angaben höchst unsicher sein müssen; aber hiervon abgesehen, beruht diese Schätzung auch noch auf der unbewiesenen Hypothese, dafs das ganze „Arbeitsvermögen", welches der Fluthwelle vom Monde während eines Tages mitgetheilt wird, in der gleichen Zeit auch verbraucht, und zwar ausschliefslich zur Verminderung der Rotationsgeschwindigkeit der Erde verwandt werde (§ 44 der Abhandlung).

Der Verfasser sucht ferner die Gestaltung der Continente aus einem Vorwalten der in der südlichen Erdhälfte erregten Fluth von der in der Nordhälfte entstehenden zu erklären. Wird nämlich die Fluthwelle vorzugsweise in der südlichen Hälfte erregt, und verbreitet sich dieselbe mit abnehmender Geschwindigkeit nach Norden, so müssen sich die von Süden her mitgeführten Sandmassen im Norden absetzen. Während also die Südenden der Continente abgenagt und zugespitzt werden, nehmen die Nordenden in ihrer Breite zu. Die Südfluth herrscht aber jedesmal während derjenigen Myriade von Jahren vor, in welcher die Sonne zur Zeit der Erdnähe südliche Declination hat; fiel in eine solche Epoche die erste Gestaltung der festen Erdrinde, so mufste dieselbe gleich Anfangs eine der jetzigen analoge Form annehmen, eine Form, die dann selbst wieder, wie noch jetzt, die Wirkungen der Nordfluth vermindern mufste, weil nun das Meer auf der nördlichen Erdhälfte eine geringere Ausdehnung und Tiefe hatte.

Drittens sucht Hr. Schinz in der Erklärung der Uebereinstimmung zwischen Umlaufszeit und Rotationsdauer des Mondes einen Schritt weiter zu thun. Wenn nämlich, wie bisher, angenommen wird, dafs die Rotationsdauer schon anfänglich nur wenig

von der Umlaufszeit verschieden gewesen sei, so läfst sich einsehen, wie eine genaue Uebereinstimmung dadurch herbeigeführt werden mufste, dafs der Mond die Gestalt eines ungleichaxigen Ellipsoids hat, dessen gröfste Axe der Erde zugekehrt ist. Dann entspringt nämlich aus der Anziehung, welche die Erde auf diejenigen Theile des Mondes ausübt, die von einer eingeschriebenen Kugel abgeschnitten werden, ein Kräftepaar, welches der Rotation des Mondes entgegenwirkt, sobald die Verbindungslinie der Angriffspunkte der parallelen Kräfte sich von der Verbindungslinie von Mond und Erde zu entfernen strebt. Wenn das Drehungsmoment des Mondes klein genug ist, so kann also das Kräftepaar bewirken, dafs die erste Verbindungslinie um die zweite pendulirt, und sich stets nur wenig von ihr entfernt. Aber jene erste Annahme ist nach Hrn. Schinz noch überflüssig. Wenn die Mondoberfläche während einer gewissen Periode zum Theil fest, zum Theil flüssig war, so mufste die Fluth, welche durch die Anziehung der Erde auf dem Monde entstand, die Rotationsdauer so lange vergröfsern, bis sie der Umlaufszeit nahe gleich kam; erst dann müfste die ganze Mondoberfläche fest geworden sein.

Zum Schlufs beschreibt der Verfasser einen einfachen Apparat, an welchem die Ursache der in Rede stehenden Uebereinstimmung erläutert werden kann. Eine cylindrische Holzscheibe dreht sich mittelst Spitzen, die in einem Rahmen laufen, um ihre verticale Axe. Dieser Rahmen ist auf dem einen Ende eines horizontalen Balkens befestigt, dessen anderes Ende ein Gegengewicht trägt. Der Balken selbst wird von einer verticalen Axe getragen, um die er sich auf einer Spitze drehen kann. Nachdem noch ein kleines Bleigewicht auf der Holzscheibe excentrisch befestigt ist, wird zuerst die Scheibe um ihre Axe in schnelle Rotation versetzt, und dann dem Balken eine langsamere Drehung gegeben. Aus der Centrifugalkraft des Bleigewichts und dem Widerstand der Balkenaxe entspringt hier ein Kräftepaar, welches dem beim Mond wirkenden analog ist. Dies bewirkt, wenn die Rotation der Scheibe in Folge der Reibung und des Luftwiderstandes langsam genug geworden ist, dafs deren zur Balkenrichtung relative Geschwindigkeit zerstört wird, so dafs Anfangs die vom Bleigewicht zur Scheibenaxe geführte Senkrechte um

die Balkenrichtung pendulirt, und endlich, nachdem diese Oscillationen in Folge der Reibung immer kleiner geworden sind, die Rotation der Scheibe mit ihrem Umlauf gleichzeitig wird. Hält man dann den Balken an, so fährt die Scheibe natürlich mit derselben Geschwindigkeit in ihrer Drehung fort. *Bt.*

Foucault'sche Versuche.

L. Respighi. Sul moto del pendolo. Memor. dell' Acc. di Bologna. V. 81-100†.

Hr. Respighi hält in den ihm zu Gesicht gekommenen analytischen wie geometrischen Lösungen des Problems, welches dem Foucault'schen Versuch entspricht, namentlich zwei Sachen noch nicht für völlig aufgeklärt: die elliptische Bahn des Pendels und die Beobachtung, dafs die Drehung der Pendelebene im ersten Vertical gröfser ist als im Meridian. Bei den in Rechnung gezogenen beschleunigenden Kräften, meint er, sei auf einen Umstand nicht Rücksicht genommen, auf die Veränderlichkeit der Centrifugalkraft der Pendelkugel bei ihrer Bewegung um die Erdaxe, eine Veränderlichkeit, die durch die Vermehrung oder Verringerung der absoluten Geschwindigkeit der Pendelkugel bei der täglichen Rotation der Erde durch die gleiche oder entgegengesetzte Richtung der Schwingung des Pendels hervorgebracht wird.

Die von ihm in die Bewegungsgleichungen eingeführten Kräfte (erst allgemein für einen freien, materiellen Punkt, dann speciell für das Pendel) sind demnach: die Schwerkraft, die Spannung des Fadens, die variable Centrifugalkraft der Pendelkugel bei ihrer Umdrehung um die Erde, deren einer, constanter Theil, von der Breite des Beobachtungspunktes abhängend, sich mit der Schwere zusammensetzt, und endlich der Luftwiderstand.

Die hierdurch erhaltenen Gleichungen in Bezug auf ein gegen den Horizont festes, an der Drehung der Erde mit diesem also theilnehmendes Axensystem sind von den Binet'schen (Berl. Ber. 1850, 51. p. 109) nur verschieden durch ein Glied

$-2n\frac{dx}{dt}\sin\gamma$, welches auf der rechten Seite der zweiten Gleichung mehr auftritt, abgesehen von den Gliedern, die dem Luftwiderstand entsprechen und von deren Berücksichtigung Hr. Respighi selbst abgeht.

Seien nun a und b die Anfangswerthe der im Horizont liegenden x und y, A der Anfangswinkel der Schwingungsebene mit dem ersten Vertical, für den also $\tang A = \frac{b}{a}$, γ die geographische Breite, n die Winkelgeschwindigkeit der Erde, r die Pendellänge, k der Ausschlagswinkel des Pendels beim Beginn der Bewegung, t die Zeit und θ der Winkel der grofsen Axe der Schwingungsellipse mit dem ersten Vertical zur Zeit t, so findet Hr. Respighi

$$\theta = A + \frac{n.\sin\gamma(2a^2+b^2)}{r^2.k^2}\sqrt{\frac{r}{g}}.\tang\left(t\cdot\sqrt{\frac{g}{r}}\right)$$
$$-nt.\sin\gamma - nt\sin\gamma.\cos^2\theta.$$

Am Ende jeder Schwingung ist nach der Theorie des einfachen Pendels

$$t = \pi\cdot\sqrt{\frac{l}{g}},$$

also zu eben derselben Zeit

$$\theta = A - nt.\sin\gamma - nt\sin\gamma.\cos^2\theta.$$

Aus der hier übergangenen Betrachtung des Werthes von $\frac{d\theta}{dt}$ ergiebt sich nicht nur eine ungleiche Bewegung der Pendelschwingungsebene selbst während der Dauer einer Schwingung, sondern auch die Nothwendigkeit der Conicität dieser und das Wachsthum derselben.

Aus dem Werthe von θ aber zeigt sich, dafs im Meridian, wo $\theta = 90°$, die Winkelgeschwindigkeit der Schwingungsebene $n\sin\gamma$, in jedem andern Azimuth gröfser, im ersten Vertical sogar $2n\sin\gamma$ ist. Ob dies letztere Resultat nicht jedenfalls zu grofs ist, und wie dies mit der Vernachlässigung verschiedener Gröfsen im Calcül zusammenhängt, mufs hier ununtersucht bleiben.

Hr. Respighi hat dann mit einem Pendel, dessen Kugel 12,312 Kilogramme wog und dessen Länge 42,42 Meter betrug, Versuche angestellt, welche ergaben,

1) dafs in einer Minute Sternzeit im ersten Vertical
die Pendelebene abwich um . . . . 0° 10′ 45″
im Meridian hingegen um 0 9 31,
während hierfür die theoretische Gröfse (zur geographischen Breite 44° 29′ 54″) beträgt . . . 0 10 30,6.

2) Die conische Bewegung des Pendels trat scharf hervor und war der der Apsidenlinie entgegengesetzt.

Gleichzeitig hat Hr. Respighi aus diesen Versuchen für die oben genannte Breite von Bologna die Länge des Secundenpendels und die Gröfse der Schwere abgeleitet; er findet für die Länge l des Secundenpendels (für mittlere Zeitsecunden)

$$l = 0{,}993510 \text{ Meter},$$

während sie nach der Formel $a + b \sin^2 \gamma$ mit den Biot'schen Werthen von a und b

$$= 0{,}993538 \text{ Meter},$$

also um 0,000028 Meter gröfser folgt.

Die Schwere g ist hiernach für Bologna

$$= 9{,}805553 \text{ Meter}.$$ *v. M.*

Beuvière. Appareil pour démontrer la rotation de la terre autour d'un axe. Bull. d. l. Soc. d'enc. 1854. p. 743-744†.

Bei Gelegenheit des Berichts, den Sylvestre in der Société d'encouragement über die Apparate von Roberts zur Erklärung des Pendelversuchs (Berl. Ber. 1850, 51. p. 150) erstattete, sagt Hr. Beuvière, wie er namentlich durch die Ideeen Serson's und die Betrachtung der stets sich vertical haltenden Axe eines Kreisels selbst bei ziemlich bedeutenden Unebenheiten der Fläche, auf der sich derselbe bewegt, dahin gebracht worden sei, mit Hülfe einer rotirenden, metallisch spiegelnden Platte einen künstlichen Horizont herzustellen, dessen man sich auf Schiffen zur Beobachtung der Höhen der Gestirne bedienen könne, indem derselbe an den Schwankungen des Schiffes nicht theilnähme. Der Apparat hat sich indefs bei seiner Ausführung als nicht brauchbar erwiesen.

Seitdem hat sich Hr. Beuvière bemüht, seinen künstlichen

Horizont mit dem Foucault'schen Gyroskop zu verbinden und ihn so zugleich für den mit letzterem zu gebenden Beweis für die Axendrehung der Erde einzurichten.

Ein runder Metallspiegel dreht sich um eine Axe auf einer Unterlage so, dafs der Schwerpunkt der ganzen Vorrichtung in dem Punkte liegt, wo die Axe auf der Unterlage ruht. Aus der Beschreibung geht nicht hervor, wie dies erreicht ist; genug, die Wirkung der Schwere wird damit aufgehoben, und die rotirende Scheibe behält eine feste Richtung im Raume, wie die Axe des Foucault'schen Gyroskops, wenn dieselbe ganz frei ist. Hierdurch ist einmal eine unveränderliche Ebene gegeben, welche dann aber, wenn sie im Anfange des Versuchs vertical war, scheinbar ihre Lage in der Art ändert, dafs ihr westlicher Rand sich neigt, und zwar im Aequator um 15° während einer Stunde, in Paris um 11°. *v. M.*

A. Noble and W. D. Campbell. On Mr. Foucault's pendulum experiments. Phil. Mag. (4) VII. 379-381†.

Die Versuche der Herren Noble und Campbell wurden mit einem 60 Fufs langen Pendel mit einer Kugel von 5,2 Zoll Durchmesser und 17 Pfund Gewicht in der Quebecker Musikhalle ausgeführt. Die Pendelschnur war ein feiner Draht von Stahl; am Aufhängepunkte war derselbe in eine Halbkugel von Metall eingeschraubt, welche ihrerseits in einer entsprechenden Höhlung lag, in welcher durch eine Oeffnung der Draht hinabging. Die Resultate waren:

Erste Reihe.

Dauer des Versuchs 47 Stunden 18,3 Minuten.

Differenz zwischen beobachteter und gerechneter Drehung der Schwingungsebene — 1° 56,8′.

Zweite Reihe.

Dauer des Versuchs 23 Stunden 10 Minuten.

Jene Differenz — 2° 2,3′. *v. M.*

A. DAY. On the rotation of the pendulum. Phil. Mag. (4) VIII. 19-24†; Mech. Mag. LXI. 77-79†.

Der Aufsatz des Hrn. DAY ist, ohne etwas Neues zu bringen, ein Raisonnement über die Wichtigkeit des FOUCAULT'schen Pendelversuches, über seinen unmittelbaren Zusammenhang mit der Drehung der Erde und über die Vorstellung, als bliebe die Schwingungsebene des Pendels fest im Raume, während sie vielmehr, indem der Aufhängepunkt an der Drehung der Erde Theil nimmt, die Verticale also einen Kegelmantel beschreibt, absolut genommen, im Raume ihre Stellung ändert. *v. M.*

A. BRAVAIS. Mémoire sur l'influence qu'exerce la rotation de la terre sur le mouvement d'un pendule à oscillations coniques. LIOUVILLE J. 1854. p. 1-50†.

Die vorliegende gröfsere Arbeit ist bereits 1851 im Auszug erschienen und im Berl. Ber. 1850, 51. p. 113 besprochen worden. In Bezug auf das Detail der Versuche, welche die theoretisch begründete, von der Umdrehung der Erde herrührende Verschiedenheit der Schwingungszeiten eines rechts oder links herumschwingenden conischen Pendels constatirten, soll hier weiter nichts erwähnt werden; in Bezug auf die gleichzeitig aus den Versuchen abgeleitete Länge des einfachen Secundenpendels, die Hr. BRAVAIS zu 933,77^{mm} gefunden, welche BORDA aber zu 933,86^{mm} angegeben, sei bemerkt, dafs Hr. BRAVAIS, um sein physikalisches Pendel auf das mathematische zu reduciren, nicht nur die Lage des Schwingungsmittelpunktes gegen das Centrum der schwingenden Kugel berücksichtigt, sondern auch die Länge des Fadens in der Annahme reducirt hat, dafs derselbe während der Schwingungen eine Kettenlinie bildet, bei den conischen Schwingungen die schwingende Masse also nicht um die Länge der Kettenlinie oder des Fadens, sondern um die Sehne der Kettenlinie von dem Aufhängepunkt entfernt ist. Diese Correction hatte BORDA nicht angebracht; wenn man dieselbe bei den BORDA'schen Versuchen berücksichtiget, so wird deren Resultat nur 933,61^{mm}.

In einem letzten Abschnitte giebt Hr. Bravais endlich ein aus den Versuchen abgeleitetes empirisches Gesetz für die Abnahme des Radius der Projection der Schwingungsbahn des conischen Pendels und einige Bemerkungen über die Ausartung der ursprünglich kreisförmigen Bahn in eine elliptische. *v. M.*

P. A. Hansen. Ueber die Anziehung eines Revolutionsellipsoids und die Wirkung desselben auf die Pendelbewegung. Astr. Nachr. XXXVIII. 129-138†.

Hr. Hansen giebt hier eine andere Art der Entwicklung der Anziehung eines Revolutionsellipsoids wie in seiner Preisschrift über die Pendelbewegung (Berl. Ber. 1853. p. 67), und kommt zu einem etwas abweichenden Ausdruck der Kraftfunction V. Die Ursache davon ist, dafs er in einer allgemeinen Formel für V von Poisson die Werthe

$$r \cos\theta \cos\psi, \qquad r\cos\theta \sin\psi, \qquad r\sin\theta$$

für x, y, z gesetzt, während diese Formel tacite verlangt, dafs man setze

$$r\sin\theta\cos\psi, \qquad r\sin\theta\sin\psi, \qquad r\cos\theta.$$

Die Verlegung des Anfangspunktes von θ, welche sonst ohne Wirkung ist, hat hier eine Verschiedenheit in einigen numerischen Coëfficienten hervorgebracht, die übrigens in der Anwendung, die dort von diesem Ausdruck gemacht worden ist, keine merkliche Wirkung hat.

Es bleiben nämlich die Werthe von $\frac{A}{a^2}$ und $n^2.a$ nahezu unverändert; der Werth von $\frac{B}{a^4}$ wird nahezu die Hälfte des früheren; hingegen werden in den Functionen Γ, Λ, Π, welche in den Drehungsmomenten vorkommen, alle Coëfficienten von B doppelt so grofs wie früher, mit einer einzigen Ausnahme. Die in dieser Weise entstehende Aenderung von V ist auf die Pendelbewegung ohne merklichen Einflufs. *v. M.*

W. Lehmann. Ueber den Einflufs der Bewegung der Erde um die Sonne auf die Bewegung des freihangenden Pendels. Astr. Nachr. XXXIX. 193-206†, 255-256†.

— — Ueber den Einflufs der Bewegung der Erde um die Sonne auf die Bewegung des gebundenen Pendels. Astr. Nachr. XXXIX. 265-280†, 367-367†.

Die Arbeiten des Hrn. Lehmann sind insofern eine Ergänzung der Hansen'schen zu nennen, als dieselben die Entwickelung der Störung des Pendels durch die Sonne im Detail geben, während Hansen sie mit der Bemerkung beseitigt, dafs der Ausdruck der störenden Kraft eine Gröfse von der Ordnung des Erdhalbmessers durch die Entfernung der Sonne dividirt, also eine so kleine Gröfse sei, dafs dieselbe der Null gleich gesetzt werden könne.

Da wir das Detail der Hansen'schen Arbeit nicht mittheilen konnten, so mag hier von diesen Ergänzungen auch nur das Resultat der ersten der beiden Abhandlungen angegeben werden, dafs die Entwicklung wirklich zeigt, wie der Einflufs jener störenden Kraft unmerklich ist, und zwar sowohl in Bezug auf das Azimuth der Schwingungsebene wie auf die Ablenkung der ruhenden Pendelaxe von der lothrechten Lage.

In der zweiten Abhandlung über das gebundene Pendel, d. h. ein solches, welches gezwungen ist, sich in einer unabänderlichen Schwingungsebene zu bewegen, zeigt sich zunächst, dafs ein Einflufs der Umdrehung der Erde auf die Schwingungsdauer bei einem solchen Pendel nicht existirt, indem der Correctionsfactor

$$1 - \tfrac{1}{2}\mu^2 \frac{A}{g\lambda m}$$

verschwunden ist.

Hierdurch wird die Schwingungsdauer

$$T = \frac{\pi}{\sqrt{g'}} \cdot \left(1 + \frac{\varepsilon^2}{16}\right)$$

wo

$$g' = g\,\frac{\lambda m}{A} \text{ und } \varepsilon' = 0$$

ist (siehe die Hansen'sche Abhandlung Berl. Ber. 1853. p. 67).

In Bezug auf den weiteren Einflufs der Sonne und des Mondes

als störende Kraft führt auch hier die Entwicklung zu dem Ergebnifs, dafs derselbe weder auf die Bewegung des gebundenen Pendels merklich ist, noch dasselbe, wenn es ruht, erheblich von der lothrechten Lage ablenkt. *v. M.*

G. Magnus. Verbesserte Construction eines Apparates zur Erläuterung verschiedener Erscheinungen bei rotirenden Körpern. Pogg. Ann. XCI. 295-299†; Phil. Mag. (4) VII. 272-275†.

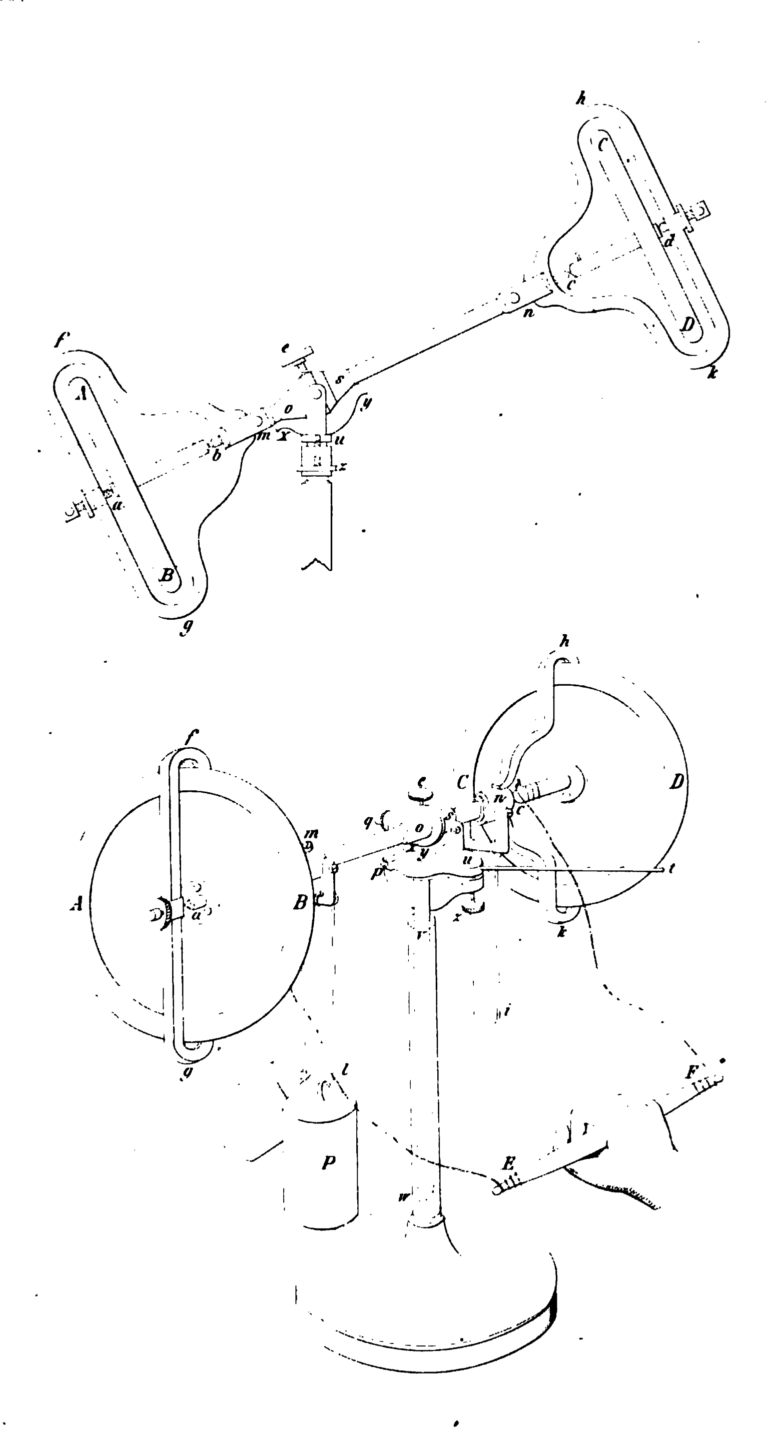
Den gabelförmigen Apparat, den Hr. Magnus am Schlufs seiner Untersuchungen über die Abweichung der Geschosse (Berl. Ber. 1853. p. 78) zur Erläuterung verschiedener Erscheinungen bei rotirenden Körpern gab, hat derselbe jetzt in etwas anderer Form, und vollkommener für diesen Zweck geeignet, anfertigen lassen.

Die Scheiben *AB* und *CD* sind leicht vermittelst der Handhabe *EF* in Rotation zu versetzen, wobei ihnen zugleich eine nahebei gleiche Geschwindigkeit ertheilt wird. Die Bügel, welche sie tragen, sind mit der Stange *mn* in der Hülse *os* verschiebbar und mit dieser um die horizontale Axe *qr* leicht beweglich. Das gabelförmige Stück wird endlich von der runden, unten zugespitzten Axe *vw* getragen, und hat mit dieser eine Bewegung um deren verticale Mittellinie. Die Bewegung um die horizontale Axe *qr* wird mittelst der Schraube *z* gehemmt, welche das Stück *pu* hebt und gegen den Ansatz *xy* drückt. Die Bewegung um die verticale Axe *vw* endlich kann durch den Ansatz *tu* gehemmt, beschleunigt oder verzögert werden.

Bei *m* und *n* kann man noch Drähte zur Aufnahme von Gewichten anhängen.

Aus der Zusammensetzung der Rotationen erklären sich nun leicht folgende hauptsächliche Erscheinungen.

1) Wenn beide Scheiben in derselben Richtung rotiren, d. h. wie eine einzige Masse sich bewegen, und bei *m* und *n* keine, oder gleiche Gewichte angehängt sind, so verharrt die Axe *mn* in ihrer ursprünglichen Lage.


h
C
d
c
n
D
k
f
e
s
y
A
o
m
x
u
b
z
a
B
g
h
f
C
D
e
q
o
n
c
m
s
y
x
u
t
p
A
B
a
z
k
v
i
g
l
F
I
P
E
w



2) Ist auf einer Seite der Axe *mn* ein Mehrgewicht angebracht, so rotirt der ganze Apparat um die verticale Axe *vw*, und zwar in entgegengesetzten Richtungen, wenn das Uebergewicht bei *m* oder *n*, sowie bei derselben Lage des Uebergewichts, je nachdem die Rotation der Scheiben in einem oder dem andern Sinne vor sich geht. Die Lage der Axe *mn* ändert sich gegen den Horizont kaum merklich, selbst wenn ein bedeutendes Uebergewicht auf der einen Seite angebracht ist.

3) Beschleunigt man die Rotation um die verticale Axe *vw* mittelst des Stabes *tu*, so hebt sich die belastete Seite, und umgekehrt bei einer Verzögerung senkt sie sich; bei vollständiger Hemmung fällt sie ganz herab.

4) Klemmt man den Apparat mittelst der Schraube *z* während der Bewegung um die verticale Axe *vw* in der Lage, die er gerade hat, fest, so hört die Drehung um *vw* auf, beginnt aber wieder, so wie man *z* löst.

5) Rotiren beide Scheiben *AB* und *CD* in entgegengesetzten Richtungen, aber mit gleicher Geschwindigkeit, so bleibt der Apparat, auch wenn seine Bewegung nach allen Richtungen ungehindert ist, leicht beweglich, und das geringste Uebergewicht bei *m* oder *n* macht die stärker belastete Seite sinken.

Dieselben Versuche sind ohne Gewichte ausführbar, wenn man die Axe *mn* in der Hülse *os* verschiebt. Die Scheibe am längern Hebelarm ersetzt dann das Gewicht. Man kann aber auf diese Weise noch einen andern Versuch anstellen; setzt man nämlich

6) bei ungleicher Entfernung der Scheiben *AB* und *CD* von *os* beide in entgegengesetzter Richtung, aber so viel als möglich mit gleicher Geschwindigkeit in Rotation, so ist der Apparat ganz leicht beweglich. Auch wenn man durch Gewichte bei *m* den kürzeren Schenkel so belastet, dafs das Gleichgewicht hergestellt ist, so wird durch das geringste Uebergewicht, durch welches, wenn die Scheiben nicht rotiren, das Gleichgewicht gestört wird, dasselbe auch während der Rotation aufgehoben. Hieraus geht hervor, was auch schon aus andern Gründen einzusehen ist, dafs die Entfernung, in welcher die rotirende Masse sich von der verticalen Axe befindet, von keinem oder von einem

aufserordentlich geringen Einflufs auf die Drehung des Apparates ist.

Hr. Magnus nennt seinen Apparat Polytrop. *v. M.*

C. Wheatstone. On Fessel's gyroscope. Phil. Mag. (4) VII. 522-526†; Proc. of Roy. Soc. VII. 43-48†.

Hr. Wheatstone giebt zuerst eine Beschreibung der Fessel'schen Rotationsmaschine (siehe Berl. Ber. 1853. p. 74) und der durch diese hervorgebrachten Erscheinungen. Um aber die bei derselben stattfindende feste Lage der Axe *B* der rotirenden Scheibe (stets in der Verlängerung der Stange) gegen die Stange verändern zu können, ist der Ring *C* (siehe die Figur a. a. O.) ein doppelter, und so eingerichtet, dafs der innere sich im äufsern um eine Axe senkrecht zur Axe *B* drehen kann. Hierdurch kann man der Axe *B* jede Neigung gegen die durch das Scharnier *D* gehende Stange geben.

Hr. Wheatstone geht hierauf die verschiedenen Experimente durch, und zeigt, wie sich alle Erscheinungen aus dem einfachen Grundprincip erklären lassen, dafs die freie Rotationsaxe sich in eine möglichst parallele Lage zu der des fortwirkenden Kräftepaares stellen will. Wo bei einzelnen Fällen Widersprüche hiergegen aufzutreten scheinen, lassen sich diese durch die entstehende Reibung und mit Zuhülfenahme der durch diese hervorgebrachten Kräftepaare erklären.

Folgende Versuche lassen sich mit den Ringen und der Scheibe, abgesondert vom Apparat, noch besonders anstellen.

1) Hängt man an einem Faden den äufsern Ring am Ende eines Durchmessers auf, der senkrecht zur Axe des innern Ringes ist, bringt dann letzteren in eine senkrechte Lage zu ersterem, und versetzt die Scheibe in Rotation, so wird diese ihre Rotationsebene constant beibehalten. Wird indefs dem äufsern Ring die geringste Bewegung um die Verticale gegeben, so begiebt sich die Axe der rotirenden Scheibe in die Verticale, und zwar in der Art, dafs die Rotation der Scheibe schliefslich in derselben Richtung vor sich geht wie die dem äufsern Ringe mitgetheilte Drehung.

2) Ist die horizontale Lage des innern Ringes wieder hergestellt, und ein Ende der Axe der rotirenden Scheibe wird mit einem angehängten Gewicht beschwert, so wird diese Axe, ihre Lage gegen den Horizont beibehaltend, sofort um die Verticale rotiren; die Richtung dieser Rotation ändert sich, wenn man das Gewicht am andern Ende der Axe anbringt, oder die Rotation der Scheibe in entgegengesetzter Richtung veranlafst.

3) Man befestige beide Ringe an einander, sei es in derselben Ebene oder unter einem rechten Winkel, und hierauf den äufsern Ring an einem Faden im ersten Falle an einem Punkt in der Verlängerung der Axe des innern Ringes, im zweiten am Ende eines hierzu senkrechten Durchmessers. Rotirt dann die Scheibe und man giebt dem ganzen System eine Drehung um die Verticale, so steigt die Axe der Scheibe mit ihrem einen Ende und führt Scheibe und Ringe trotz ihres Gewichts mit sich fort. Selbst wenn die mitgetheilte Drehung um die Verticale aufhört, geht dies Steigen so lange fort, als die Scheibe rotirt.

Der dritte Versuch ist dem Unterzeichneten nicht recht klar; die Erklärung der beiden ersten aus der Zusammensetzung der Rotationen hat aber keine Schwierigkeit. *v. M.*

B. Powell. On certain phaenomena of rotatory motion. Phil. Mag. (4) VII. 291-296†; Mech. Mag. LX. 243-246†.

Hr. Powell führt an, wie das mechanische Princip der Zusammensetzung rotirender Bewegungen, so einfach in seiner Natur und so fruchtbar in seinen Anwendungen, lange sich keinen Eingang in die elementaren Lehrbücher der Mathematik und Physik habe verschaffen können. Das Princip sei aber nöthig zur Erklärung vieler wichtiger Erscheinungen, daher ein Apparat sehr wünschenswerth, der es möglichst einfach experimentell erweise.

Der Bohnenberger'sche berühmte Apparat sei wegen der Sauberkeit der Arbeit, die er zu seiner gelungenen Herstellung erfordere, weniger zu empfehlen als ein anderer seiner eigenen Erfindung, der diese Ansprüche nicht mache, und den er vor längerer Zeit sich zu dem Zwecke, die Zusammensetzung gleichzeitiger Rotationen um zwei verschiedene Axen zu zeigen, habe

construiren lassen (Notices of astr. Soc. XIII. 221-248). Nach der Beschreibung stimmt im Wesentlichen sein Apparat mit dem neuern von Magnus (p. 80) überein; nur ist er noch einfacher. Anstatt zwei Scheiben ist nur am Ende einer Stange ein Arm mit belasteten Enden vorhanden; am andern Ende werden Gewichte angehängt; es ist ferner diese Stange (*mn* in der Figur bei Magnus) nicht im Centrum des Apparats drehbar, sondern am Ende einer horizontalen Axe angebracht, die in einem ihrer Punkte sich um eine verticale Axe drehen kann.

Die Versuche, die sich mit dem Apparat anstellen lassen, sind dieselben wie bei dem von Magnus, im Falle beide Scheiben wie eine einzige Masse in derselben Richtung rotiren.

Schliefslich geht Hr. Powell näher ein auf die Arbeit von Magnus über die Abweichung der Geschosse, die von Magnus hierfür gegebene Erklärung, dessen Versuche über Zusammensetzung der Rotationen, und spricht endlich noch über die Fessel'sche Rotationsmaschine und über die Erscheinung der Präcession. *v. M.*

L. Foucault. Nouvelles expériences sur le mouvement de la terre au moyen du gyroscope. Athen. 1854. p. 1207-1208†; Silliman J. (2) XIX. 141-143†; Mech. Mag. LXII. 416-418; Civ. engin. J. 1855 April; Rep. of. Brit. Assoc. 1854. 2. p. 56-57.

Die vorliegende Notiz ist eine Erzählung der Experimente, die Hr. Foucault vor der British Association mit seinem Gyroskop ausgeführt und durch welche er die Sätze über die Zusammensetzung der Rotationen und die Orientirungserscheinungen rotirender Körper so wie die Bewegung der Erde durch die feste Stellung der Axe des Gyroskops zur Anschauung bringt; siehe das Nähere im Berl. Ber. 1852. p. 93 ff. *v. M.*

Fernere Literatur.

G. Delabar. Der Foucault'sche Pendelversuch als directer Beweis von der Axendrehung der Erde. Verh. d. schweiz. naturf. Ges. 1854. p. 107-152.

---

8. Hydromechanik und 9. Aëromechanik.

Der Bericht über diese Capitel folgt am Schlusse des Abschnitts allgemeine Physik.

10. Elasticität fester Körper.

DE SAINT-VENANT. Solution du problème du choc transversal et de la résistance vive des barres élastiques appuyées aux extrémités. Inst. 1854. p. 61-63†; Cosmos IV. 315-315.

Da NAVIER in seiner Abhandlung über die Hängebrücken nur den longitudinalen Stofs berücksichtigt hat, so war es nothwendig auch den transversalen Stofs einer genauern theoretischen Untersuchung zu unterwerfen, theils um die empirischen Formeln von TREDGOLD und HODGKINSON in Bezug auf die Durchbiegung zu prüfen, theils um den gröfsten Widerstand zu bestimmen, der bis dahin noch nicht ermittelt war, weil er aus elementaren Betrachtungen nicht gewonnen werden konnte.

Der Verfasser hat diese Untersuchung aufgenommen, und es ist ihm gelungen die partielle Differentialgleichung, von welcher die Theorie abhängig ist, mit Erfüllung aller Nebenbedingungen, unter der Voraussetzung, dafs der prismatische Körper an beiden Enden unterstützt ist, vollständig zu integriren.

Um zunächst der Aufgabe die analytische Fassung zu geben sei P das Gewicht, $2c$ die Länge der Stange, Q das Gewicht eines mit der Geschwindigkeit V gegen die Mitte der Stange und senkrecht zu derselben stofsenden Körpers, x, y die Coordinaten eines Punktes der Stange zur Zeit t seit Beginn des Stofses, und zwar y die transversale Verrückung, x die Entfernung des Punktes vom nächsten Stangenende. Wenn man statt des stofsenden

Körpers Q nur die statische Action einer Kraft Q in der Mitte der Stange hätte, so wäre der Biegungspfeil $f = \frac{Qc^3}{6EJ}$, wo E der Elasticitätscoëfficient, J das Trägheitsmoment des Querschnitts ist. Abstrahirt man nun von der statischen Wirkung des Körpers Q durch sein Gewicht, d. h. denkt man sich die Stofsrichtung horizontal und setzt der Kürze halber $\tau = \sqrt{\frac{Pc^3}{2gEJ}}$, so hängt die Bestimmung von y in Function von x und t von der Integration der partiellen Differentialgleichung

$$(1) \qquad \tau^2 \frac{d^2y}{dt^2} + c^4 \frac{d^4y}{dx^4} = 0$$

ab, mit folgenden Nebenbedingungen. Für $x = 0$ ist

$$y = 0 \text{ und } \frac{d^2y}{dx^2} = 0;$$

für $x = c$ ist

$$\frac{dy}{dx} = 0 \quad \text{und} \quad EJ\frac{d^3y}{dx^3} = \frac{1}{2}\frac{Q}{g}\frac{d^2y}{dt^2};$$

für $t = 0$ ist $y = 0$, und in der Mitte der Stange oder unendlich nahe der Mitte, d. h. für $x = c \pm \varepsilon$, wo ε unendlich klein ist, $\frac{dy}{dt} = V$, an allen andern Stellen $\frac{dy}{dt} = 0$, beides für $t = 0$. Hr. de Saint-Venant zeigt nun, dafs man allen diesen Bedingungen genügen kann, durch

$$(2) \qquad y = V\tau \sum \frac{\frac{4}{m}\left\{\frac{\sin\frac{mx}{c}}{\cos m} - \frac{\text{sih}\frac{mx}{c}}{\text{coh}\, m}\right\}}{\frac{2P}{Q} + \frac{m^2}{\cos^2 m} - \frac{m^2}{\text{coh}^2 m}} \sin\frac{m^2t}{\tau},$$

wo die Summe über alle ganzen positiven Werthe für m auszudehnen ist, welche der Gleichung

$$(3) \qquad m \,\text{tang}\, m - m \tanh m = \frac{2P}{Q}$$

genügen. Es bedeuten hierbei sih, coh und tanh die hyperbolischen Sinus, Cosinus und Tangente, z. B.

$$\text{sih}\, m = \frac{e^m - e^{-m}}{2}.$$

Aus (2) folgt, dafs die Bewegung der Stange sich aus unendlich vielen einfachen Oscillationen zusammensetzen läfst, deren Perioden die abnehmende Reihe $\frac{2\pi}{m_0^2}\tau$, $\frac{2\pi}{m_1^2}\tau$, ... bilden, in welcher die Wurzeln m_0, m_1 ... der Gleichung (3) nach ihrer Gröfse wachsend geordnet sind. Hr. de Saint-Venant hat ein Gypsmodell formen lassen, welches im Relief die von der Stange beschriebene Fläche darstellt, wie sie sich aus (2) für $P = Q$ ergiebt.

Wenn $\frac{P}{Q}$ sehr klein ist, so kann man die Reihe (2) auf ihr erstes Glied reduciren und $m^2 = \sqrt{\frac{3P}{Q}}$ setzen; dadurch geht (2) über in

$$(4) \qquad y = V\left(\sqrt{\frac{f}{g}}\right)\left(\frac{3x}{2c} - \frac{x^3}{2c^3}\right)\sin t\sqrt{\frac{g}{f}},$$

wo f den vorhin angegebenen statischen Biegungspfeil bezeichnet. Zu dieser Formel kann man auch direct gelangen, wenn man die träge Masse des Barrens vernachlässigt.

Will man den dynamischen Biegungspfeil φ angenähert erhalten, wenn $\frac{P}{Q}$ nicht sehr klein ist, so kann man, falls nun $\frac{P}{Q}$ nicht gröfser als 2 ist, in der Formel für y das Summenzeichen fortlassen, $x = c$, $\sin\frac{m^2 t}{\tau} = 1$ setzen und für m den Näherungswerth $\frac{3P}{Q+\frac{17}{35}P}$ aus (3) entnehmen. Es ergiebt sich alsdann

$$(5) \qquad \varphi = \frac{V\tau}{\sqrt{\left[3\frac{P}{Q}\left(1+\frac{17}{35}\frac{P}{Q}\right)\right]}} = \frac{V\sqrt{\frac{f}{g}}}{\sqrt{\left[1+\frac{17}{35}\frac{P}{Q}\right]}},$$

welcher Ausdruck sich von den empirischen von Tredgold und Hodgkinson gegebenen nur dadurch unterscheidet, dafs ersterer $\sqrt{\left[1+\frac{P}{Q}\right]}$, letzterer $\sqrt{\left[1+\frac{1}{2}\frac{P}{Q}\right]}$ statt $\sqrt{\left[1+\frac{17}{35}\frac{P}{Q}\right]}$ setzt.

Ist die Stofsrichtung vertical, so hat man noch die statische Verrückung y, welche von dem Gewichte von Q selbst herrührt und eintreten würde, wenn der Barren in Ruhe wäre, zu dem Werthe in (2) hinzuzufügen und statt $V\tau\sin\frac{m^2 t}{\tau}$ zu setzen

$$V\tau \sin \frac{m^2 t}{\tau} - \frac{g\tau^2}{m^2} \cos \frac{m^2 t}{\tau};$$

ferner würde der Biegungspfeil

$$= f + \sqrt{[f^2 + \varphi^2]}.$$

Der Widerstand des Barrens hängt aber nicht von der Durchbiegung φ, sondern von der Krümmung $-\frac{d^2y}{dx^2}$ ab; man mufs daher zur allgemeinen Gleichung (2) zurückgehen und für jeden Fall den gröfsten Werth der genannten Gröfse daraus bestimmen. Hr. de Saint-Venant hat diese Rechnung für $P = \frac{1}{4}Q$, $P = Q$, $P = 2Q$ ausgeführt, und respective ungefähr $\frac{6}{5}$, $\frac{4}{3}$, $\frac{3}{2}$ von $\frac{3\varphi}{c^2}$ gefunden, welcher Werth sich für $-\frac{d^2y}{dx^2}$ ergeben würde, wenn der Barren sich wie im statischen Zustande krümmte, und die dynamische Durchbiegung φ hätte. Dieser Werth mufs mit der halben Dicke des Barrens multiplicirt werden, um die Gränze zu geben, welche $\frac{R}{E}$ nicht überschreiten darf, wo R den gröfsten Widerstand gegen Ausdehnung bezeichnet, bezogen auf die Einheit des Querschnittes. Hiernach kann man also die Dimensionen einer Stange ermitteln, welche, dem transversalen Stofs ausgesetzt, nicht zerbricht. *Ad.*

A. Cauchy. Sur les rayons vecteurs associés et sur les avantages que présente l'emploi de ces rayons vecteurs dans la physique mathématique. C. R. XXXVIII. 67-71†; Inst. 1854. p. 29-30.

Hr. Cauchy nennt zwei Punkte eines Körpers associirt, wenn sich die recht- oder schiefwinkligen Coordinaten des einen als lineäre und homogene Functionen des andern darstellen lassen, und associirte Radien vectoren nennt er die nach denselben vom Anfangspunkt des Coordinatensystemes gezogenen Radien. Sind x, y, z die Coordinaten des einen, X, Y, Z die des andern, so kann man diese Beziehung durch

$$X = (X, x) . x + (X, y) . y + (X, z) . z,$$
$$Y = (Y, x) . x + (Y, y) . y + (Y, z) . z,$$
$$Z = (Z, x) . x + (Z, y) . y + (Z, z) . z$$

ausdrücken, in welcher die Symbole (X, x) und so weiter die Coëfficienten bedeuten. Beziehungen dieser Art findet man bei verschiedenen Problemen der mathematischen Physik, insbesondere in der Theorie der Elasticität, der einaxigen Krystalle u. s. w.; deshalb leitet Hr. Cauchy einige Fundamentalsätze ab, welche sich auf die Coëfficienten des angegebenen Systemes beziehen, nämlich:

1) Nimmt man ein rechtwinkliges Coordinatensystem an, und läfst dasselbe eine beliebige Drehung um den Anfangspunkt annehmen, so ist

$$(X, x) + (Y, y) + (Z, z) = \text{const.}$$

2) Läfst man dasselbe Coordinatensystem nur um eine Axe, z. B. um die XAxe sich drehen und nennt φ den positiven Drehungswinkel, so ist

$$(Y, y) + (Z, z) - i\{(Y, z) - (Z, y)\} = \text{const.},$$

und es ändert sich

$$(X, y) + i(X, z), \qquad (Y, x) + i(Z, x),$$

so wie

$$(Y, y) - (Z, z) + i\{(Y, z) + (Z, y)\}$$

nur im Verhältnifs von $1 : e^{-i\varphi}$, wo überall $i = \sqrt{-1}$ ist.

Der Beweis des ersten Satzes ergiebt sich aus der wiederholten Anwendung der ersten Formel des zweiten; und der zweite folgt aus dem Umstande, dafs die Projection des Radius vector auf die yzEbene sich der Gröfse und Richtung nach, vor der Drehung durch $y + zi$, und nach der Drehung durch $(y + zi)e^{-i\varphi}$ darstellen läfst.

Vermittelst dieser Sätze will Hr. Cauchy auf eine leichtere Weise, als es sonst möglich ist, die Grundgleichungen der Elasticität und die Bedingungen der Isotropie ableiten, und nimmt gleichzeitig Gelegenheit, einige Benennungen und Definitionen ausdrücklich anzugeben, welche von verschiedenen Autoren in verschiedenem Sinne gebraucht werden und dadurch zu Misſsverständnissen Veranlassung gegeben haben. Er nennt isotrop (in der Theorie des Lichtes isophan) denjenigen Körper, bei

welchem die Fortpflanzung der Bewegung nach allen Richtungen nach denselben Gesetzen stattfindet. Diese Eigenschaft kann der Körper entweder um einen Punkt herum besitzen oder nur um eine Axe. Eine solche Axe nennt Hr. CAUCHY Elasticitätsaxe. Setzt man demnach ein rechtwinkliges Coordinatensystem voraus, so ist die x Axe Elasticitätsaxe, wenn man die Gleichungen des Gleichgewichts und der Bewegung nicht ändert, indem man die yz Ebene um die x Axe beliebig sich drehen läfst. In ähnlicher Weise ist die Hauptelasticitätsebene die yz Ebene eines solchen rechtwinkligen Coordinatensystems, auf welches bezogen die Gleichungen des Gleichgewichts und der Bewegung sich nicht ändern, wenn man das Vorzeichen der x ändert, oder die positive Halbaxe der x mit der negativen vertauscht. Nach dieser Definition ist hervorzuheben, dafs, wenn alle drei Coordinatenebenen Hauptelasticitätsebenen sind, alle drei Coordinatenaxen nicht Elasticitätsaxen sein können. Um nun die Bedingungen abzuleiten, dafs eine der Coordinatenebenen oder Axen die definirten Eigenschaften besitzen, oder dafs der Körper überhaupt isotrop ist, benutzt Hr. CAUCHY die associirten Radien vectoren.

Ad.

A. CAUCHY. Sur la torsion des prismes. C. R. XXXVIII. 326-332†; Inst. 1854. p. 82-83; Cosmos IV. 314-315.

Anknüpfend an eine Abhandlung DE SAINT-VENANT's über die Torsion der Prismen[1]), leitet der Verfasser seine Untersuchung mit folgenden Worten ein.

„Aufmerksames Durchlesen der schönen Arbeit von DE SAINT-VENANT hat mich zu neuen nicht unwichtigen Betrachtungen über die Torsion der Prismen geführt. DE SAINT-VENANT hat sich begnügt, den Fall zu betrachten, in welchem der Torsionswinkel θ, bezogen auf die Längeneinheit der Axe, constant ist; man kann aber nachweisen, dafs die unbestimmte Gleichung, in welcher die sehr kleine Verrückung parallel mit der Axe des Prismas die Unbekannte ist, und welche zugleich mit der Gleichgewichts-

[1]) Berl. Ber. 1853. p. 122.

gleichung der Temperatur übereinstimmt, ihre Form nicht ändert, wenn der als sehr klein vorausgesetzte Torsionswinkel als Function der Distanz von der Axe des Prismas betrachtet wird. Ueberdies kann man aus der Theorie der Residuen nicht allein die bemerkenswerthen Formeln de Saint-Venant's über die Torsion der Prismen mit rectangulärem Querschnitt ableiten, sondern auch die analogen, wenn man den Torsionswinkel veränderlich setzt, und zwar als ganze Function des Quadrats der angegebenen Distanz."

Der Verfasser hat in dieser Abhandlung nur den ersten Theil seiner Behauptung durchgeführt, während er die Entwicklung des zweiten in einer spätern Abhandlung zu geben verspricht, die jedoch bis jetzt noch nicht erschienen ist. Es läfst sich daher nicht absehen, wie der Verfasser eine Schwierigkeit überwunden hat, welche hier gar nicht erwähnt ist, und darin besteht, dafs aufser der einen unbestimmten Gleichung noch zweien andern genügt werden mufs, die zwar bei constantem Torsionswinkel identisch erfüllt sind, aber nicht mehr, wenn derselbe veränderlich ist.

Der Verfasser leitet zunächst diese drei unbestimmten Gleichungen für ein gerades Prisma ab, dessen Axe Elasticitätsaxe ist, und welches drei auf einander senkrechte Hauptelasticitätsebenen besitzt, von denen die eine senkrecht zur Axe des Prismas ist.

Nennt man nämlich unter Voraussetzung eines rechtwinkligen Coordinatensystemes

$$(1) \qquad p_{xx},\quad p_{yy},\quad p_{zz},\quad p_{yz},\quad p_{xz},\quad p_{xy}$$

die gewöhnlichen 6 Componenten der Druckkräfte und

$$(2) \qquad s = a^2 \varepsilon_{xx} + b^2 \varepsilon_{yy} + c^2 \varepsilon_{zz} + 2bc\varepsilon_{yz} + 2ac\varepsilon_{xz} + 2ab\varepsilon_{xy}$$

die Dilatation nach der beliebigen Richtung (a, b, c) wo a, b, c die Cosinus der Winkel derselben mit den Coordinatenaxen bezeichnen, so werden die 6 Componenten (1) lineäre Functionen der Coëfficienten ε_{xx} u. s. w. von (2). Ist daher die yz Ebene Hauptelasticitätsebene, so werden die 6 Componenten (1), sowie die Coëfficienten ε_{xx} u. s. w. von (2), sobald man das Zeichen von x wechselt, ihre Werthe beibehalten, nur dafs p_{xz} und p_{xy} sowie ε_{xz} und ε_{xy} das Vorzeichen wechseln; desgleichen werden

p_{xy} und p_{yz} sowie ε_{xy} und ε_{yz} das Zeichen wechseln, die übrigen unverändert bleiben, wenn die xzEbene Hauptelasticitätsebene ist; es müssen sich daher unter diesen beiden Voraussetzungen p_{xx}, p_{yy}, p_{zz} auf Functionen von $\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}, \varepsilon_{zz}$ reduciren und p_{yz}, p_{xz}, p_{xy} proportional mit $\varepsilon_{yz}, \varepsilon_{xz}, \varepsilon_{xy}$ werden.

Man findet daher

$$(3)\quad \begin{cases} p_{xx} = \mathfrak{a} . \varepsilon_{xx} + \mathfrak{f}' . \varepsilon_{yy} + \mathfrak{e}'' . \varepsilon_{zz}, & p_{yz} = 2\mathfrak{d} . \varepsilon_{yz}, \\ p_{yy} = \mathfrak{f}'' . \varepsilon_{xx} + \mathfrak{b} . \varepsilon_{yy} + \mathfrak{d}' . \varepsilon_{zz}, & p_{xz} = 2\mathfrak{e} . \varepsilon_{xz}, \\ p_{zz} = \mathfrak{e}' . \varepsilon_{xx} + \mathfrak{d}'' . \varepsilon_{yy} + \mathfrak{c} . \varepsilon_{zz}, & p_{xy} = 2\mathfrak{f} . \varepsilon_{xy}, \end{cases}$$

woraus hervorgeht, dafs auch die dritte Ebene Hauptelasticitätsebene ist, weil die Coëfficienten $\mathfrak{a}$, $\mathfrak{b}$, ... u. s. w. constant sind.

Ist noch überdies die xAxe Elasticitätsaxe, so wird man durch Verwechselung von y mit z die Werthe von p_{yz} und p_{xz} nicht ändern, während sich p_{yy} und p_{xy} in p_{zz} und p_{xz} verwandeln; daher wird

$$\mathfrak{b} = \mathfrak{c}, \quad \mathfrak{d}' = \mathfrak{d}'', \quad \mathfrak{f} = \mathfrak{e}, \quad \mathfrak{f}' = \mathfrak{e}'', \quad \mathfrak{f}'' = \mathfrak{e}',$$

und (3) geht über in

$$(4)\quad \begin{cases} p_{xx} = \mathfrak{a} . \varepsilon_{xx} + \mathfrak{e}''(\varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}), & p_{yz} = 2\mathfrak{d} . \varepsilon_{yz}, \\ p_{yy} = \mathfrak{e}' . \varepsilon_{xx} + \mathfrak{b} . \varepsilon_{yy} + \mathfrak{d}' . \varepsilon_{zz}, & p_{xz} = 2\mathfrak{e} . \varepsilon_{xz}, \\ p_{zz} = \mathfrak{e}' . \varepsilon_{xx} + \mathfrak{d}' . \varepsilon_{zz} + \mathfrak{b} . \varepsilon_{zz}, & p_{xy} = 2\mathfrak{e} . \varepsilon_{xy}. \end{cases}$$

Die drei unbestimmten Gleichungen

$$\begin{aligned} D_x p_{xx} + D_y p_{xy} + D_z p_{xz} &= 0, \\ D_x p_{xy} + D_y p_{yy} + D_z p_{yz} &= 0, \\ D_x p_{xz} + D_y p_{yz} + D_z p_{zz} &= 0 \end{aligned}$$

verwandeln sich hierdurch in

$$(5)\quad \begin{cases} \{\mathfrak{a} . D_x^2 + \mathfrak{e}\,(D_y^2 + D_z^2)\}\xi + (\mathfrak{e} + \mathfrak{e}'')D_x(D_y\eta + D_z\zeta) = 0, \\ \{\mathfrak{e} . D_x^2 + \mathfrak{b} . D_y^2 + \mathfrak{d} . D_z^2\}\eta + (\mathfrak{d} + \mathfrak{d}')D_y D_z\zeta + (\mathfrak{e} + \mathfrak{e}')D_x D_y\xi = 0, \\ \{\mathfrak{e} . D_x^2 + \mathfrak{d} . D_y^2 + \mathfrak{b} . D_z^2\}\zeta + (\mathfrak{e} + \mathfrak{e}')D_z D_x\xi + (\mathfrak{d} + \mathfrak{d}')D_y D_z\eta = 0, \end{cases}$$

wo ξ, η, ζ die Verrückungen parallel mit den Axen bedeuten, so dafs $\varepsilon_{xx} = D_x\xi$, $2\varepsilon_{yz} = D_z\eta + D_y\zeta$ u. s. w. ist.

Es sei nun die xAxe Axe eines geraden Prismas und r der Radius vector in einem beliebigen Querschnitt von der Axe nach dem Punkte (x, y, z), so hat man, wenn $i = \sqrt{-1}$ und p der Winkel ist, den r mit der yzEbene bildet, $y + zi = re^{ip}$. Denkt man sich ferner das Prisma um die Axe der x tordirt, und nennt w den Torsionswinkel im betrachteten Querschnitt, so wird

$$\eta + y + i(z + \zeta) = re^{i(p-w)}\ ^{1}),$$

und, wenn $D_x w = \theta$ gesetzt wird,

$$D_x(\eta + \zeta i) = -i\theta re^{i(p-w)}.$$

Auf der rechten Seite der Gleichung kann man aber w als sehr klein gegen p vernachlässigen, und erhält dadurch

$$D_x(\eta + \zeta i) = -i\theta re^{ip} = -i\theta(y + zi),$$

folglich

$$(6) \qquad D_x\eta = \theta z, \qquad D_x\zeta = -\theta y.$$

Ist nun θ von y und z unabhängig, so folgt hieraus

$$D_x D_y \eta = 0, \qquad D_x D_z \zeta = 0,$$

also

$$D_x(D_y\eta + D_z\zeta) = 0,$$

und wenn man noch annimmt, dafs die Dilatation $D_x\xi$ von x unabhängig, d. h. $D_x^2\xi = 0$ ist, so geht die erste unbestimmte Gleichung (5) in

$$(7) \qquad D_y^2\xi + D_z^2\xi = 0$$

über, welches auch die im Eingange erwähnte Gleichgewichtsgleichung der Temperatur ist.

Es sei nun θ nicht mehr unabhängig von y, z, aber Function von r allein, so ist offenbar

$$\frac{1}{y} D_y r = \frac{1}{z} D_z r,$$

mithin auch

$$\frac{1}{y} D_y\theta = \frac{1}{z} D_z\theta,$$

also wegen (6), da

$$D_x D_y \eta = z D_y \theta,$$
$$D_x D_z \zeta = -y D_z \theta$$

ist,

$$D_x(D_y\eta + D_z\zeta) = 0.$$

Hieraus folgt, dafs auch jetzt noch die erste der unbestimmten Gleichungen (5) in (7) übergeht. Hiermit schliefst der Verfasser seine Entwicklung. *Ad.*

[1]) Man mufs eigentlich $(r + \varrho)e^{i(p-w)}$ setzen, wo ϱ die unendlich kleine Verlängerung oder Verkürzung von r bedeutet. Die Bedingung $\varrho = 0$ ist in der Theorie de Saint-Venant's eine Voraussetzung, von der es fraglich bleibt, ob sie bei veränderlichem Torsionswinkel noch gilt. *Ad.*

de Saint-Venant. Mémoire sur la flexion des prismes élastiques, sur les glissements qui l'accompagnent lorsqu'elle ne s'opère pas uniformément ou en arc de cercle, et sur la forme courbe affectée alors par leurs sections transversales primitivement planes. C. R. XXXIX. 1027-1031†; Inst. 1854. p. 220-221†.

Der Verfasser hat schon in der Einleitung zu seiner Abhandlung über die Torsion der Prismen[1]) gezeigt, daſs die gewöhnliche Theorie der Biegung, welche voraussetzt, daſs die Fasern isolirt sind und keinen Normaldruck auf einander ausüben, bei gleichförmiger Biegung genau gültig sind, sobald die äuſseren Kräfte sich auf Paare zurückführen lassen, die auf die verschiedenen Punkte der Endflächen ebenso vertheilt sind wie in jedem Querschnitt im Innern des Prismas. Derselbe hat sich jetzt die Aufgabe gestellt, zu untersuchen, wie weit die alte Theorie noch bei dem gewöhnlichern Falle der ungleichförmigen Biegung gültig ist, in welchem die Querschnitte nicht eben bleiben und die Querschnittselemente sich gegen die Fasern neigen, und er hat die Krümmungen und Neigungen der Querschnitte wirklich bestimmt, was die alte Theorie nicht leisten konnte.

Hr. de Saint-Venant setzt voraus, daſs das zu biegende Prisma drei auf einander senkrechte Hauptelasticitätsebenen besitzt, und nimmt dieselben zu Coordinatenebenen, so daſs die xAxe zugleich die Axe des Prismas wird, die xzEbene die Ebene der Biegung, und daſs jeder Querschnitt sich in einer zur yzEbene parallelen Ebene befindet. Wenn nun (x, y, z) ein beliebiger Punkt und u, v, w seine Verrückungen parallel mit den Axen sind, so kann man die Kräfte p_{xx}, p_{yy} u. s. w. durch die Dilatationen

$$\frac{du}{dx} = s_{xx}, \quad \frac{dv}{dy} = s_{yy}, \quad \frac{dw}{dz} = s_{zz}$$

und durch die Winkelverrückungen

$$\frac{dv}{dz} + \frac{dw}{dy} = 2s_{yz}, \quad \frac{dw}{dx} + \frac{du}{dz} = 2s_{xz}, \quad \frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} = 2s_{xy},$$

ebenso ausdrücken wie Cauchy in der vorstehenden Abhandlung durch die Formeln (3) p. 92.

[1]) Berl. Ber. 1853. p. 122.

Setzt man voraus, dafs $P(a-x) = M$ das Moment der sämmtlichen äufsern Kräfte von der einen Endfläche bis zum Querschnitte durch den Punkt (x, y, z) ist, und zwar um eine zur y parallelen Axe, welche durch den Mittelpunkt des Querschnittes geht, ferner dafs diese Kräfte keine totale Componente in der Richtung der x haben und dafs P ihre totale Componente in der Richtung $(-z)$ ist, so geben die Voraussetzungen der alten Theorie, nach welchen die Dilatationen $\frac{du}{dx}$ der Fasern auf jedem Querschnitt proportional mit z sind, und $p_{xx} = E\frac{du}{dx}$ ist, als wenn die Fasern isolirte Prismen wären, das Moment

$$M = \int p_{xx} z dw = \frac{p_{xx}}{z} J,$$

wo J das Trägheitsmoment des Querschnittes in Bezug auf die y Axe bedeutet, ferner die Gleichungen

$$(1) \qquad p_{xx} = \frac{P(a-x)}{J} z, \quad p_{yy} = 0, \quad p_{zz} = 0, \quad p_{yz} = 0.$$

Substituirt man diese in die Gleichungen (3) der vorstehenden Cauchy'schen Abhandlung, so kann man durch Auflösung derselben finden

$$(2) \qquad \frac{du}{dx} = \frac{P(a-x)}{EJ} z, \qquad \frac{dv}{dy} = -\varepsilon \frac{P(a-x)}{EJ} z,$$

$$\frac{dw}{dz} = -\varepsilon_1 \frac{P(a-x)}{EJ} z,$$

$$(3) \quad \frac{dv}{dz} + \frac{dw}{dy} = 0, \quad G\left(\frac{du}{dy} + \frac{dv}{dx}\right) = p_{xy}, \quad G_1\left(\frac{dw}{dx} + \frac{du}{dz}\right) = p_{xz},$$

wo E, ε, ε_1, G, G_1 sich einerseits aus den Cauchy'schen Coëfficienten der citirten Formeln zusammensetzen, andrerseits auf die folgende von Hrn. de Saint-Venant angegebene Weise definiren lassen.

E ist der Coëfficient der longitudinalen Ausdehnung oder Compression;

ε, ε_1 sind die Brüche, mit welchen man die longitudinale Ausdehnung in der Richtung der x multipliciren mufs, um die Contractionen in der Richtung der y und z zu erhalten, welche jene begleiten, wenn kein seitlicher Normaldruck stattfindet.

G und G_1 sind die Gleitungscoëfficienten in der Richtung der y und z.

Die unbestimmten Gleichungen reduciren sich auf folgende:

$$(4) \quad \frac{dp_{xy}}{dy}+\frac{dp_{xz}}{dz}=\frac{Pz}{J}, \quad \frac{dp_{xy}}{dx}=0, \quad \frac{dp_{xz}}{dx}=0,$$

zu welchen die Bedingungsgleichung an der Oberfläche

$$(5) \quad -p_{xy}dz+p_{xz}dy=0$$

hinzukommt, um auszudrücken, dafs an derselben kein seitlicher Druck stattfindet.

Es fragt sich nun, ob man allen diesen Bedingungen gleichzeitig genügen kann. Setzt man noch

$$\eta=\frac{\varepsilon G}{E}, \quad \eta_1=\frac{\varepsilon_1 G}{E},$$

so giebt die erste Integration von (2)

$$(6) \begin{cases} u=\dfrac{P(2ax-x^2)z}{EJ}+F(y,z), \quad v=-\eta\dfrac{P(a-x)}{GJ}yz, \\ w=g_0x-\dfrac{P}{2EJ}(ax^2-\frac{1}{3}x^3)+\dfrac{P(a-x)}{2J}\left(\dfrac{\eta y^2}{G}-\dfrac{\eta_1 z^2}{G_1}\right). \end{cases}$$

G_0 ist eine willkürliche Constante und $F(y, z)$ eine Function, welche wegen der andern Gleichungen (3), (4), (5) den folgenden Bedingungen genügen mufs:

$$(7) \quad G\frac{d^2F}{dy^2}+G_1\frac{d^2F}{dz^2}=\frac{Pz}{J}(1-\eta-\eta_1), \quad F(yz)=F(-y,z);$$

für $y=0$, $z=0$ mufs ferner sein

$$(8) \quad F=0, \quad \frac{dF}{dz}=0,$$

und an der Oberfläche, d. h. der Contour des Querschnittes

$$(9) \; -G\left(\frac{dF}{dy}+\frac{\eta Pyz}{GJ}\right)dz+G_1\left[\frac{dF}{dz}+g_0+\frac{P}{2J}\left(\frac{\eta_1}{G_1}z^2-\frac{\eta}{G}y^2\right)\right]dy=0.$$

Wenn man nun für F eine der Functionen wählt, welche den Bedingungen (7) und (8) genügen, so stellt die Gleichung (9) die Differentialgleichung für die Contour des Querschnittes dar; kann man also die letztere integriren, so erhält man jedesmal die Gestalt eines Querschnittes, für welchen das gewählte F pafst, und demnach auch ein Prisma, für welches alle Bedingungen erfüllt sind.

Es giebt bekanntlich nur sehr wenig Fälle, in welchen sich eine gewöhnliche Differentialgleichung integriren läfst, unter andern den, wenn sie homogen ist. Hr. de Saint-Venant hat nun gefunden, dafs das letztere eintritt, wenn man für F eine ganze Function dritter Ordnung wählt, und zwar

$$F(y, z) = \frac{P}{2GJ}(1-\eta-m)y^2z + \frac{P}{6G_1J}(m-\eta')z^3,$$

wo m eine Constante bezeichnet.

Die Integralgleichung wird in diesem Falle

$$(10)\quad Cy^{\frac{m}{1-m}} + G_1(1-2\eta-m)y^2 + G(3m-2)z^2$$
$$= -G\frac{(3m-2)}{m}\frac{2G_1J}{P}g_0.$$

Sie stellt Ellipsen dar, wenn man die willkürliche Constante $= 0$ setzt; und wenn man derselben beliebige Werthe beilegt, sowie m so wählt, dafs $\frac{m}{1-m}$ ganze positive und gerade Zahlen darstellt, so erhält man geschlossene und symmetrische Curven in unbeschränkter Anzahl, welche als Contouren der Querschnitte den sämmtlichen Bedingungen genügende Prismen liefern. Nennt man $2c$ die mit den z parallele Axe einer solchen Curve, so ist die Constante g_0 durch

$$(11)\quad g_0 = -\frac{mP}{2GJ}c^2$$

bestimmt. Der besonders wichtige Fall eines rectangulären Querschnittes ist nicht mit inbegriffen; daher giebt Hr. de Saint-Venant die folgende besondere Entwicklung desselben. Zerfällt man die Bedingung (9) in die beiden folgenden

$$(12)\quad \begin{cases} \dfrac{dF}{dz} = -g_0 - \dfrac{P\eta' c^2}{2G_1J} + \dfrac{P\eta}{2GJ}y^2 \\ \text{für } z = \pm c \text{ und } y \text{ zwischen } -b \text{ und } +b, \\ \dfrac{dF}{dy} = -\eta\dfrac{Pyz}{GJ} \\ \text{für } y = \pm b \text{ und } z \text{ zwischen } -c \text{ und } +c, \end{cases}$$

so kann man zunächst die rechte Seite der zweiten Gleichung auf 0 reduciren und gleichzeitig der Bedingung (7) genügen, wenn man setzt

$$(13)\quad F(y,z) = F_1(y,z) - \frac{\eta P}{2GJ} y^2 z + \frac{P(1-\eta)}{6GJ} z^3,$$

und allen übrigen Bedingungen mit Ausnahme der zweiten von (8), wenn man

$$(14)\quad F_1(y,z) = K.z + \sum_{n=1}^{n=\infty} A_n \left(e^{n\pi\frac{z}{b}\sqrt{\frac{G}{G_1}}} - e^{-n\pi\frac{z}{b}\sqrt{\frac{G}{G_1}}}\right)\cos\frac{n\pi y}{b}$$

annimmt, wo

$$A_n = \frac{\eta P}{GJ}\frac{4b^2}{\pi^2}\left(\sqrt{\frac{G_1}{G}}\right)\frac{(-1)^n}{n^3}\frac{1}{e^{n\pi\frac{c}{b}\sqrt{\frac{G}{G_1}}} + e^{-n\pi\frac{c}{b}\sqrt{\frac{G}{G_1}}}}$$

ist, und K der Werth der Summe auf der rechten Seite von (14) für $n = 0$, nämlich

$$K = -g_0 - \frac{Pc^2}{2G_1J} + \frac{\eta Pb^2}{3GJ}.$$

Die Constante g_0 wird endlich durch die noch übrig bleibende Bedingung (8) bestimmt, dafs für

$$y = 0,\quad z = 0\quad \frac{dF}{dz} = 0$$

ist, und es ergiebt sich

$$(15)\quad g_0 = -\frac{Pc^2}{2G_1J} + \eta\frac{Pb^2}{3GJ} + \frac{\eta P}{GJ}\frac{4b^2}{\pi^2}\Sigma\frac{(-1)^n}{n^3}\frac{2}{e^{n\pi\frac{c}{b}\sqrt{\frac{G}{G_1}}} + e^{-n\pi\frac{c}{b}\sqrt{\frac{G}{G_1}}}}.$$

Dieses ist in Kurzem die Analyse des Hrn. de Saint-Venant, welche den beiden Abhandlungen im Inst. und in den C. R. zu Grunde gelegt ist. Der Verfasser zieht aus derselben die folgenden Schlüsse, welche wir zum Theil der einen, zum Theil der andern Abhandlung entnehmen.

1) Die gewöhnliche Theorie der Biegung ist für Prismen in unbeschränkter Anzahl nach (10) richtig, jedoch unter der Bedingung, dafs die äufseren Kräfte auf die Endflächen so vertheilt gedacht werden, wie sie die Werthe von p_{xy} und p_{xz} liefern, wenn man darin die gefundenen Ausdrücke für u, v, w, F, g_0 substituirt. Hr. de Saint-Venant hat diese Weise in der ersten der genannten Abhandlungen für ein rectanguläres Prisma angegeben und augenscheinlich $F_{(y,z)}$ aus (13) entnommen, indem er in einer ersten Annäherung $F_{1(yz)}$ vernachlässigt, was auf dasselbe hinauskommt, als wenn man $m = 1$ setzt. Es ergiebt sich alsdann, wenn noch $G_1 = G$ gesetzt wird,

$$(16)\quad \begin{cases} u = \frac{P}{2EJ}(2ax-x^2)z - \frac{P\eta}{2GJ}y^2z + \frac{P}{6GJ}(1-\eta')z^3, \\ v = -\eta\frac{P}{GJ}(a-x)yz, \\ w = g_0x - \frac{P}{2EJ}\left(ax^2-\frac{x^3}{3}\right) + \frac{P(a-x)}{2JG}(\eta y^2 - \eta_1 z^2), \end{cases}$$

$$(17)\quad g_0 = -\frac{Pc^2}{2GJ},$$

endlich

$$(18)\quad p_{xz} = -\frac{P(c^2-z^2)}{2J} - \eta\frac{Py^2}{J},\quad p_{xy} = 0.$$

Die seitlichen Druckkräfte der Endfläche sind daher nur auf den zu y perpendiculären Flächen $= 0$, während auf den zu z senkrechten Flächenelementen eine longitudinale tangentielle Wirkung eintritt, welche hervorbringt, dafs hier kein Normaldruck mehr stattfindet, und eine Art Reibung eintritt, welche wegen (18) für $z = \pm c$ durch $-\frac{\eta P y^2}{J}$ dargestellt ist. Bemerkt man, dafs $\eta = \frac{\varepsilon G}{E}$ für den Fall der Isotropie $= \frac{\lambda}{6\lambda+4\mu}$ ist, wo λ und μ die Lamé'schen Coëfficienten sind, so sieht man, dafs η ungefähr $= \frac{1}{10}$ ist, und demnach, dafs die seitlichen Wirkungen von der Mitte der Endflächen, wo sie Null sind, langsam gegen die Ränder hin wachsen, und an denselben einander gleich und ungefähr $\frac{1}{40}\frac{P}{J}$ multiplicirt mit dem Quadrat der Breite $2b$ sind; sie werden also unbedeutend, wenn man Prismen voraussetzt, welche gegen ihre Länge eine sehr geringe Breite haben, was in den Anwendungen in der Regel der Fall ist.

2) Die vorstehende Theorie giebt ein neues Element in der Theorie der Biegung, nämlich die Neigung der Querschnitte gegen die Axe des Prismas. Dieselbe ist nämlich $= \frac{dw}{dx}$, also wegen der dritten Gleichung von (6) $= g_0$, welcher Werth in (11) und (15) gegeben und constant ist. Diese Neigung veranlafst eine Vergröfserung des Biegungspfeiles, welche bei kurzen Prismen nicht vernachlässigt werden darf. Um sie für das rectanguläre Prisma näherungsweise zu bestimmen, kann man sich der Formel

(17) bedienen, und da der Biegungspfeil f der Werth von $-w$ für $x = a$ ist, so erhält man aus der dritten Gleichung (16)

$$f = \frac{Pa^3}{3EJ} - y_0 a = \frac{Pa^3}{3EJ}\left(1 + \frac{3Ec^2}{2Ga^2}\right),$$

wenn man noch die seitlichen Drucke, d. h. die in η und η_1 multiplicirten Terme vernachlässigt, also nach dem Obigen Prismen von geringer Breite voraussetzt. Das erste Glied $\frac{Pa^3}{3EJ}$ in dem Ausdrucke für f ist der Biegungspfeil der alten Theorie; es entsteht also eine Vermehrung desselben im Verhältnifs von $1 : 1 + \frac{3Ec^2}{2Ga^2}$, und das letzte Glied ist nur klein, wenn a gegen c sehr grofs ist.

3) Die Theorie giebt die Veränderung der ursprünglich ebenen Querschnitte; die Gleichung der Oberfläche, welche sie nach der Biegung bilden, ist $u = F(y, z)$, wenn man die Ordinate u von einer durch den Mittelpunkt des Querschnittes senkrecht zur Axe des Prismas gelegten Ebene zählt. Die Untersuchung dieser Fläche für das rectanguläre Prisma giebt ihre Gestalt als eine cylindrische Fläche, deren Schnitte parallel zur Biegungsebene Parabeln dritter Ordnung von der Form eines S sind, wobei die beiden Zweige der Curve gegen die beiden zur Biegungsebene senkrechten Seitenflächen des Prismas normal stehen. Die Contour der Querschnitte erleidet dadurch die Veränderung, dafs sie sich an der concaven Seite des gebogenen Prismas erweitert, an der convexen zusammenzieht.

4) Nennt man ϱ den Krümmungsradius der neutralen Axe und bemerkt, dafs $\frac{1}{\varrho} = -\frac{d^2w}{dx^2}$ ist, so ergiebt sich aus der dritten Gleichung (16)

$$\frac{1}{\varrho} = \frac{P(a-x)}{EJ},$$

oder, da $P(a-x) = M$ ist,

$$\frac{EJ}{\varrho} = M.$$

Dieses ist aber der Ausdruck für das Biegungsmoment, welchen die alte Theorie aus zum Theil falschen Voraussetzungen

lieferte. Die durchgeführte Analyse zeigt also die Gültigkeit desselben auf exactere Weise. Die theilweise Uebereinstimmung der alten Theorie mit den hier gewonnenen Resultaten leitet der Verfasser aus dem Umstande ab, dafs sich alle Querschnitte auf dieselbe Weise krümmen und ihre Neigung gegen die Axe constant ist, wodurch alle longitudinalen Ausdehnungen und Spannungen der Faserelemente dieselben sind, als wenn weder Neigung noch Krümmung stattfände, wie es die alte Theorie voraussetzt.

Der Verfasser schliefst seinen Aufsatz mit der Ansicht, dafs die aus der alten Theorie der Biegung hervorgehenden Gesetze einen gewissen permanenten Zustand von dem einen Ende des Prismas bis zum andern darstellen, der die Gränze anderer, aus verschiedenartigen Vertheilungen der Kräfte hervorgehenden Zustände ist und dem man sich um so mehr nähert, je mehr man sich von den Endflächen des Prismas entfernt.

Es bleibt noch zu erwähnen übrig, dafs Hr. de Saint-Venant in Liouville J. 1856 eine ganz vollständige Entwickelung seiner Theorie gegeben hat, auf welche wir indessen erst in dem betreffenden Jahrgang dieser Berichte näher eingehen können.

Ad.

---

de Saint-Venant. Résistance des solides. Flexion des prismes dans les plans obliques aux axes principaux d'inertie de leurs sections transversales. Torsion des prismes en général. Inst. 1854. p. 396-398†.

Wenn man eine dünne Blechstange an dem einen Ende befestigt, und an dem andern mit einem in der Mitte der Breite befestigten Faden senkrecht zur Axe, aber in sonst beliebiger Richtung zieht, so wird man finden, dafs die Axe und die Ränder der Stange immer in Ebenen bleiben, welche senkrecht zur Ebene der Stange sind, wie auch der Faden gegen die letztere geneigt sein mag. Es folgt daher, dafs ein Prisma sich nicht immer in der Ebene biegt, in welcher es zur Biegung angeregt wird. Diese Ebene, welche durch die Axe und die Kraft hindurchgeht, nennt Hr. de Saint-Venant die Sollicitationsebene und

stellt sich die Aufgabe einerseits die Biegungsebene zu bestimmen, wenn die erstere gegeben ist, dann aber auch in einem solchen Falle den Widerstand des Prismas zu berechnen, der offenbar nicht mehr mit dem Trägheitsmoment des Querschnittes in Bezug auf eine zur Biegungsebene senkrechte Axe proportional ist.

Es läfst sich zuvörderst leicht einsehen, dafs für jedes Prisma, dessen Querschnitt in Bezug auf verschiedene Axen verschiedene Trägheitsmomente besitzt, eine Ebene der leichtesten und eine Ebene der schwersten Biegung existirt. Die erstere ist nämlich senkrecht zu derjenigen Axe des Querschnittes, in Bezug auf welche das Trägheitsmoment ein Minimum ist (beim Rechteck in Bezug auf die breitere Seite); für die andere ist dasselbe ein Maximum. Wenn nun die Sollicitationsebene mit einer dieser Ebenen zusammenfällt, so bleibt sie auch Biegungsebene; wenn aber die Sollicitationsebene zwischen beiden sich befindet, so wird die Biegungsebene sich von derselben entfernen, indem sie sich mehr oder weniger der Ebene der leichtesten Biegung nähert, und wird sogar nur unendlich wenig von derselben abweichen, wenn man eine sehr dünne Blechstange biegt, deren Trägheitsmoment in Bezug auf die breitere Seite gegen das Trägheitsmoment in Bezug auf die andere immer sehr klein ist.

Um dieses theoretisch zu untersuchen mufs man statt einer, zwei Momentengleichungen ansetzen, nämlich die für die beiden Hauptträgheitsaxen des Querschnittes w geltenden. Es seien die letztern parallel mit den y und z, die x Axe gleichzeitig Axe des Prismas, α der Winkel, den die Sollicitationsebene mit der Axe der z bildet, β der Winkel der Biegungsebene mit derselben Axe, oder der Winkel, den die im Querschnitte befindliche neutrale Faser mit der y Axe bildet. Die Entfernung des Elementes dw von derselben ist offenbar $z \cos\beta + y \sin\beta$. Multiplicirt man sie mit $\frac{E}{\varrho} dw$, wo E der gewöhnliche Elasticitätscoëfficient, ϱ der Krümmungsradius für die Axe des Prismas ist, so erhält man die Spannung des durch dw hindurchgehenden Faserelementes; und bezeichnet man mit M das Moment der äufsern Kräfte in der Sollicitationsebene, so ist

$$M \cos\alpha = \frac{E}{\varrho}\int_0^w (z\cos\beta + y\sin\beta) z\,dw,$$

$$M \sin\alpha = \frac{E}{\varrho}\int_0^w (z\cos\beta + y\sin\beta) y\,dw,$$

oder wenn die Hauptträgheitsmomente durch

$$J = \int_0^w z^2 dw, \qquad J_1 = \int_0^w y^2 dw$$

bezeichnet werden, und man bemerkt, dafs $\int_0^w yz\,dw = 0$ ist,

$$\text{(a)} \qquad M\cos\alpha = \frac{EJ}{\varrho}\cos\beta, \qquad M\sin\alpha = \frac{EJ_1}{\varrho}\sin\beta,$$

und wenn man sie beide durch einander dividirt,

$$\text{(b)} \qquad \operatorname{tang}\beta = \frac{J}{J_1}\operatorname{tang}\alpha,$$

woraus sich die Neigung β der Biegungsebene ergiebt.

Andererseits folgt aus denselben durch Elimination von β

$$\text{(c)} \qquad \frac{1}{\varrho} = \frac{M}{E}\sqrt{\left[\frac{\cos^2\alpha}{J^2} + \frac{\sin^2\alpha}{J_1^2}\right]}.$$

Setzt man daher entweder

$$\frac{1}{\varrho} = -\frac{d''y_1}{dx^2},$$

wo y_1 eine transversale Coordinate in der Ebene der Axencurve nach der Biegung ist, oder besser wegen (a)

$$-\frac{d^2z}{dx^2} = \frac{M\cos\alpha}{EJ}, \qquad -\frac{d''y}{dx^2} = \frac{M\sin\alpha}{EJ'},$$

so erhält man im erstern Falle die Gleichung der Axe, im zweiten ihre beiden Projectionen auf die Ebenen der xy und xz.

Ist nun der Querschnitt eine Ellipse, oder zeichnet man, wenn dieses nicht der Fall ist, die bekannte Ellipse, deren Axen den Quadratwurzeln aus den Hauptträgheitsaxen umgekehrt proportional sind, so sieht man leicht, dafs die Biegungsebene senkrecht ist zu den Tangenten der Ellipse durch diejenigen Punkte, in welchen die Sollicitationsebene die Ellipse schneidet, so dafs die neutrale Linie im Querschnitt und der in der Sollicitationsebene befindliche Durchmesser der Ellipse conjugirte Durchmesser sind.

Die Ablenkung $\alpha - \beta$, oder der Winkel, welchen die Biegungsebene mit der Sollicitationsebene bildet, ist ein Maximum, wenn letztere durch eine der Diagonalen des Rechtecks geht, welches der Trägheitsellipse umgeschrieben ist; und die neutrale Linie ist dann die andere Diagonale desselben. Für ein rectanguläres Prisma findet die Biegung um eine der Diagonalen statt, wenn die Sollicitationsebene in der andern sich befindet.

Die Bedingung des Widerstandes gegen den Bruch bei dieser schiefen Biegung ist

$$\frac{R}{E} \gtreqless \max . \frac{z \cos\beta + y \sin\beta}{\varrho},$$

wo R die gröfste Spannung bedeutet, oder wegen (a)

$$M \gtreqless \max . \frac{R}{\frac{z}{J}\cos\alpha + \frac{y}{J_1}\sin\alpha},$$

welche für den Fall des Rechteckes sich in

$$M \gtreqless \frac{Rb^2c^2}{6(b\cos\alpha + c\sin\alpha)}$$

verwandelt, und für eine Ellipse in

$$M \gtreqless \frac{R\pi b^2c^2}{32\sqrt{[b^2\cos^2\alpha + c^2\sin^2\alpha]}},$$

wo b und c die gröfste und kleinste Dimension des Querschnittes ist.

Man kann diese Betrachtungen noch auf nicht prismatische Körper ausdehnen, welche eine geradlinige Axe haben; wenn jedoch die Hauptaxen der Querschnitte sich nicht in denselben Ebenen befinden, so wird die Biegungsebene von einem Querschnitte zum andern sich ändern, und die Axe eine Curve doppelter Krümmung werden; es mufs sogar Torsion eintreten, wiewohl der Körper nur gebogen wird.

Der Verfasser macht noch darauf aufmerksam, dafs in der Theorie der Torsion einige Schriftsteller die irrige Ansicht hätten, das Torsionsmoment sei bei gleichem Inhalte des Querschnittes dem Trägheitsmomente des Querschnittes um den Mittelpunkt proportional. Bezeichnet man das letztere durch J, den Torsionswinkel bezogen auf die Längeneinheit der Axe durch

θ, und durch G den Gleitungscoëfficienten, so läfst sich das Moment durch

$$\frac{GJw^4}{4\pi^2 . J}$$

ausdrücken, wenn der Querschnitt eine Ellipse ist. Dieses Resultat und ähnliche für andere Querschnitte folgen aus der Theorie der Torsion, welche der Verfasser aufgestellt hat, und es ergiebt sich unter anderm aus derselben, dafs für ein rectanguläres Prisma statt des Nenners $4\pi^2 = 39,5$ in obiger Formel ein anderer zu setzen ist, der zwischen 42,7 und 36 schwankt.

Es geht hieraus hervor, dafs bei constantem Inhalte des Querschnittes das Torsionsmoment dem Trägheitsmoment umgekehrt proportional ist, wenn man einen elliptischen Querschnitt voraussetzt, und dafs bei anderen auch dieses Gesetz nicht mehr genau ist. Wenn hiernach auch bei constantem Inhalte des Querschnittes das Torsionsmoment mit zunehmendem Trägheitsmoment abnimmt, also z. B. bei einer länglichen Ellipse gröfser ist als bei einer dem Kreise sich nähernden, so bleibt doch dieses Gesetz für constantes Volumen des Prismas nicht mehr geltend, weil die Querschnitte nach der Torsion sich krümmen und windschief werden, es sei denn, dafs der Querschnitt ein Kreis ist. Der letztere ist derjenige, welcher bei gleichem Inhalt oder bei gleichem Volumen des Cylinders, dem er angehört, nicht allein der Torsion die gröfste Reaction darbietet, sondern auch dem Bruche durch Torsion am meisten widersteht. *Ad.*

---

de Saint-Venant. Résistance des solides. Inst. 1854. p. 428-431†.

Die Berechnung des Widerstandes fester Körper, welche der Verfasser hier giebt, beruht auf der Voraussetzung, dafs der Körper, wenn er auch nicht isotrop ist, Dilatationen erleidet, deren äufserste Gränzen das ellipsoidische Gesetz befolgen, nach welchem

$$(1) \qquad d_1 = d'_1 \cos^2\alpha + d''_1 \cos^2\beta + d'''_1 \cos^2\gamma$$

ist, wo d'_1, d''_1, d'''_1 die gröfsten Dilatationen in der Richtung der Coordinatenaxen bedeuten, und d_1 die gröfste Dilatation in

einer beliebigen Richtung ist, welche mit den Axen die Winkel α, β, γ bildet.

Die Dilatation d innerhalb der angegebenen Gränze, welche durch beliebige Kräfte veranlafst wird, läfst sich bekanntlich durch

$$(2)\quad d = d' \cos^2\alpha + d'' \cos^2\beta + d''' \cos^2\gamma + g' \cos\beta\cos\gamma + g'' \cos\alpha\cos\gamma + g''' \cos\alpha\cos\beta$$

ausdrücken, wo d', d'', d''' die Dilatationen parallel mit den Axen, g', g'', g''' die Winkeländerungen (Gleitungen) bezeichnen.

Es wird daher die allgemeine Bedingung, dafs der Körper keinen Bruch erleide, durch

$$d_1 \gtreqless d \quad \text{oder} \quad 1 \gtreqless \max\frac{d}{d_1}$$

ausgedrückt sein und zunächst dieses Maximum für alle Richtungen um einen Punkt herum bestimmt werden müssen. Setzt man

$$dDd_1 - d_1 Dd = 0,$$

und substituirt die obigen Werthe für d und d_1, so erhält man nach einer bekannten Methode zur Bestimmung des Maximalverhältnisses $\frac{d}{d_1}$ die folgende cubische Gleichung

$$(3)\quad \left(\frac{d}{d_1}-\frac{d'}{d'_1}\right)\left(\frac{d}{d_1}-\frac{d''}{d''_1}\right)\left(\frac{d}{d_1}-\frac{d'''}{d'''_1}\right)-\frac{g'^2}{4d''_1d'''_1}\left(\frac{d}{d_1}-\frac{d'}{d'_1}\right)$$
$$-\frac{g''^2}{4d'_1d'''_1}\left(\frac{d}{d_1}-\frac{d''}{d''_1}\right)-\frac{g'''^2}{4d'_1d''}\left(\frac{d}{d_1}-\frac{d'''}{d'''_1}\right)-\frac{g'g''g'''}{4d'_1d''_1d'''_1}=0.$$

Nachdem man hieraus den Werth von $\frac{d}{d_1}$ gezogen hat, mufs man noch untersuchen, für welchen Punkt des Körpers dieses Maximum das gröfste ist, da es bis jetzt nur in Bezug auf die Richtung diese Eigenschaft hatte. Da sich dieses aber im Allgemeinen schwer ausführen läfst, so begnügt sich der Verfasser mit der Durchführung einiger speciellen Fälle, welche indessen noch einen weiten Spielraum gestatten.

I. Wenn der Körper eine Elasticitätsaxe[1]) besitzt und z. B. die x Axe mit derselben zusammenfällt, so hat man $d''_1 = d'''_1$;

[1]) Siehe den Bericht über Cauchy p. 90.

und wenn er prismatische Form hat und die Seitenflächen keinen Druck erleiden, so ist auch

$$g' = 0, \quad d'' = d''' = -\varepsilon d',$$

wo ε ein ächter Bruch $< \frac{1}{2}$ ist, und die Gleichung (3) geht über in

$$(4) \quad \left(\frac{d}{d_1} - \frac{d'}{d'_1}\right)\left(\frac{d}{d_1} + \frac{\varepsilon d'}{d''_1}\right) = \frac{g'^2 + g''^2}{g_1^2},$$

indem

$$g_1 = 2\sqrt{d'_1 d''_1} = 2\sqrt{d'_1 d'''_1}$$

gesetzt ist.

Durch Auflösung von (4) ergiebt sich

$$(5) \quad \frac{d}{d_1} = \frac{1-\varepsilon_1}{2}\frac{d'}{d'_1} + \sqrt{\left[\left(\frac{1+\varepsilon_1}{2}\frac{d'}{d'_1}\right) + \frac{g'^2 + g''^2}{g_1^2}\right]},$$

worin der Kürze halber

$$\varepsilon_1 = \frac{\varepsilon d''_1}{d'_1}.$$

Von den beiden Constanten d'_1 und g_1, welche in (5) vorkommen, ist d'_1 die gröſste Dilatation in der Richtung der x, wie vorher angegeben wurde; und von g_1 läſst sich zeigen, daſs diese Constante die äuſserste Gränze des transversalen Gleitens ist; denn wenn $d' = 0$ ist, also nur Gleitung stattfindet, so reducirt sich (4) auf

$$\frac{d^2}{d_1^2} = \frac{g'^2 + g''^2}{g_1^2};$$

also ist

$$1 \gtreqless \frac{\sqrt{(g'^2 + g''^2)}}{g_1}$$

die Bedingung des Widerstandes.

Gewöhnlich stellt man die beiden Constanten durch

$$d'_1 = \frac{R}{E}, \quad g_1 = \frac{T}{G}$$

dar, wo R und T die gröſsten Widerstände gegen Ausdehnung und Gleitung sind, und E und G die respectiven Elasticitätscoëfficienten.

Es folgt daher

$$(6) \quad 1 \gtreqless \max \frac{1-\varepsilon_1}{2} \cdot \frac{Ed'}{R} + \sqrt{\left[\left(\frac{1+\varepsilon_1}{2}\frac{Ed'}{R}\right)^2 + \left(\frac{Gg}{T}\right)^2\right]}$$

als Bedingung, und es ist

$$Ed' = \frac{P}{w} + M\left(\frac{\cos\alpha}{J} z + \frac{\sin\alpha}{J_1} y\right),$$

wie aus der vorstehenden Abhandlung sich ergiebt, wenn man durch J und J_1 die Trägheitsmomente in Bezug auf die Hauptaxen des Querschnittes, durch P die Summe der Kräfte bezeichnet, welche das Prisma longitudinal ausdehnen, durch M das Moment der biegenden Kräfte, durch w den Inhalt des Querschnittes, und durch α den Winkel der Biegungsebene mit der z Axe. Auf ähnliche Weise drückt man $Gg = G\sqrt{(g'^2+g''^2)}$ durch das Torsionsmoment aus.

II. Wenn der Körper keine Elasticitätsaxe besitzt, aber ein rectanguläres Prisma ist, dessen Flächen mit den drei Hauptelasticitätsebenen parallel sind, so hat man unter der Voraussetzung, dafs auf dieselben keine äufsere Kräfte wirken, $g'=0$, $g''=0$ auf den Parallelflächen zu y, $g'=0$, $g''=0$ auf den Parallelflächen zu z; und wenn die gefährlichen Stellen sich nur auf der einen oder der andern der beiden Flächen befinden, so reducirt sich die cubische Gleichung (3) wieder auf die quadratische (4), aus welcher dann die Bedingung (6) folgt, indem man $\frac{g'''}{g_1'''}$ statt $\frac{g}{g_1} = \frac{Gg}{T}$ setzt, wenn die gefährliche Stelle sich auf einer der Parallelflächen zu y befindet, und $\frac{g''}{g_1''}$ für die andere. Für ε_1 mufs man eine wenig davon verschiedene Zahl ε_1' annehmen.

Hr. de Saint-Venant giebt noch an, dafs man die Formel (6) a priori, wenigstens für isotrope Körper, auf sehr einfache Weise ableiten kann, ferner dafs die Rechnung 0 und ½ als äufserste Gränzen für ε_1 liefert, etwa 0,15 bis 0,4; er setzt daher

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{4}, \quad \frac{1-\varepsilon_1}{2} = \frac{3}{8}, \quad \frac{1+\varepsilon_1}{2} = \frac{5}{8},$$

welche Zahlen er mit ähnlichen Untersuchungen anderer Schriftsteller übereinstimmend findet.

Es folgen noch einige Beispiele der Anwendung.

a) Wenn ein kleiner Bolzen zur Vereinigung zweier Blätter starken Eisenbleches dient, und man den Querschnitt w' desselben kennt, der hinreicht damit er einer longitudinalen Ausdehnung

Widerstand leistet, und ebenso den Querschnitt w'' für eine transversale Kraft, so ist der Querschnitt w, um beiden Angriffen gleichzeitig zu widerstehen,

$$w = \tfrac{3}{8}w' + \sqrt{(\tfrac{5}{8}w')^2 + w''^2}.$$

b) Ist ein sehr kurzes rectanguläres Prisma auf zwei horizontale Stützen gelegt und in der Mitte beschwert, oder an dem einen Ende so befestigt, dafs der erste Querschnitt gezwungen ist eben zu bleiben, und am andern Ende belastet, und man bezeichnet durch b und c die Breite und Dicke, durch b' und c' dieselben Gröfsen, wenn man die Biegung allein berücksichtigt, durch b'' und c'', wenn man nur transversales Gleiten berücksichtigt, so hat man

$$1 = \frac{3}{8}\frac{b'c'^2}{bc^2} + \sqrt{\left[\left(\frac{5}{8}\frac{b'c'^2}{bc^2}\right)^2 + \left(\frac{b''c''}{bc}\right)^2\right]},$$

woraus b oder c^2 sich ergiebt, und zwar in dem speciellen Fall, dafs $b' = b''$ ist, $b = 1{,}554b'$, und wenn $c' = c''$, $c^2 = 1{,}883c'^2$.

c) Wenn ein kreisförmiger Cylinder gleichzeitig gebogen und tordirt wird, und man nennt D' und D'' die Durchmesser, wenn nur die eine oder die andere Wirkung stattfände, so ist der Durchmesser D, um der gleichzeitigen Wirkung beider Kräfte Widerstand zu leisten, aus der Gleichung

$$D^3 = \tfrac{3}{8}D'^3 + \sqrt{[(\tfrac{5}{8}D'^3)^2 + (D''^3)^2]}$$

zu entnehmen.

Nennt man Px das variable Biegungsmoment, Pk das constante Torsionsmoment, so hat man die Gleichung

$$R\frac{\pi D^3}{32} = P[\tfrac{3}{8}x + \tfrac{5}{8}\sqrt{(x^2 + k^2)}]$$

um den veränderlichen Durchmesser D zu berechnen, damit das Prisma überall gleichen Widerstand der doppelten Wirkung leiste.

d) Wenn b und c die transversalen Dimensionen eines rectangulären Prismas sind, das gleichzeitig gebogen und tordirt wird, und die Sollicitationsebene parallel der kleinern Kante c ist, und b', c', b'', c'' die Werthe der Dimensionen für Biegung oder Torsion allein sind, so ist

$$bc^2 = \tfrac{3}{8}b'c'^2 + \sqrt{[(\tfrac{5}{8}b'c'^2)^2 + (b''c'')^2]}$$

und die gefährliche Stelle ist in der Mitte der gröfsern Seite b.

Wenn hingegen die Sollicitationsebene parallel der gröfsern

Seite b ist, dann befindet sich die gefährliche Stelle bald auf der Mitte von c, bald auf einer der gröfsern Seiten zwischen der Mitte und einem der Winkel. Ist die Sollicitationsebene weder der einen noch der andern parallel, so befindet sich die gefährliche Stelle sowohl auf der Seite b als auf c, je nach den Werthen der Verhältnisse

$$\frac{b}{c}, \quad \frac{b''c''^2}{b'c'^2}, \quad \alpha.$$

Der Verfasser verspricht hierfür Tafeln zu geben, welche im Allgemeinen zeigen, dafs die Dimensionen des Prismas stärker sein müssen, wenn Biegung oder Torsion zugleich stattfinden, als wenn beides einzeln zur Wirkung kommt. *Ad.*

A. T. Kupffer. Experimentelle Untersuchungen über die Transversalschwingungen elastischer Metallstäbe. Bull. d. St. Pét. XII. 129-142†.

— — Untersuchungen über die Flexion elastischer Metallstäbe. Bull. d. St. Pét. XII. 161-167†, 331-332†; Inst. 1854. p. 354-354.

Diese beiden Aufsätze sind Auszüge aus einer gröfsern Abhandlung des Verfassers, welche im Berl. Ber. 1853. p. 113 bereits mitgetheilt ist. *Ad.*

A. T. Kupffer. Recherches sur l'élasticité. Compte-rendu ann. d. l'observ. phys. centr. 1853. p. 1-7†.

Hr. Kupffer hat seine vorjährigen Beobachtungen zur Bestimmung der Elasticitätscoëfficienten verschiedener Metalle fortgesetzt, indem er sich der Methode der Biegung bediente. Er hat bereits im vorjährigen Berichte eine Formel [1]) angegeben, nach welcher sich der Elasticitätscoëfficient aus dem Biegungswinkel berechnen läfst, d. h. aus demjenigen Winkel, welchen die Tangenten im befestigten Punkte und belasteten Ende mit einander bilden, und diese Formel jetzt benutzt, indem er den

[1]) Berl. Ber. 1853. p. 119.

Biegungswinkel für Metallstangen beobachtete, die in der Mitte befestigt und an den beiden Enden durch gleiche Kräfte gebogen wurden.

Nennt man

φ den Biegungswinkel unter dem Einflufs des eigenen Gewichtes der Stange und der zufälligen Belastungen,

φ_1 denselben, wenn aufserdem noch die beiden Enden mit gleichen Gewichten belastet sind,

p_1 das Gewicht jeder Stangenhälfte nebst zufälligen Belastungen derselben,

p_{11} die besondere Belastung eines jeden Stangenendes,

$2l$ die Länge der Stange,

L, L_1 die horizontalen Entfernungen zwischen dem festen Punkte und den Aufhängepunkten der Gewichte, so dafs Lp_1, $L_1(p_1+p_{11})$ die Momente der Gewichte p_1 und p_1+p_{11} sind,

a und b die Breite und Dicke der Stange,

δ_1 die lineare Ausdehnung eines Cubus des Metalles, mit einer Seite gleich einem russischen Zoll und unter dem Einflufs eines russischen Pfundes,

so ist die Formel des Verfassers

$$\delta_1 = \frac{1}{6}\frac{\varphi_1}{l}\frac{ab^3}{L(p_1+p_{11})}\operatorname{tang}.1',$$

wo φ und φ_1 in Minuten auszudrücken und

$$p_1 = p_{11}\frac{\varphi L_1}{\varphi_1 L - \varphi L_1}$$

ist. Die zufälligen Belastungen waren zwei Spiegel an den Enden, die beiden Haken für die Schalen, und die Schalen, welche zur Aufnahme der Gewichte dienten.

Die Beobachtungen gaben für Messing:

Barren No. 1. Gehämmertes Messing $\delta_1 = 0{,}000000\,056268\,6$.

Die Methode der Transversalschwingungen hatte gegeben

$\delta_1 = 0{,}000000\,056208\,3$.

p_{11} war $= \frac{1}{4}$ Pfund, und der totale Biegungswinkel $\varphi_1 = 877{,}4'$. Durch ein Gewicht von $\frac{1}{2}$ Pfund war die Gränze der Elasticität überschritten.

Barren No. 2. Gegossenes Messing $\delta_1 = 0{,}000000\,070606$.

Dieses Resultat ist ungenau, weil das Messing so weich ist, dafs der Barren schon durch sein eigenes Gewicht und die zufälligen Belastungen die Gränze der Elasticität überschritt, abgesehen davon, dafs die Methode der Transversalschwingungen für Barren dieser Art von verschiedener Länge, von einander abweichende Resultate gab, also auch das Messing nicht homogen ist. Durch Transversalschwingungen ergab sich nämlich

δ_1 = 0,000000 071909 7 für eine Länge von 48,49
δ_1 = 0,000000 073955 0 - - 35,55
δ_1 = 0,000000 075021 1 - - 25,79.

Barren No. 3. Gehämmertes Messing wie No. 1, aber von fast doppelter Dicke; es wurden mehrere Belastungen angewandt, und es ergab sich

δ_1 = 0,000000 057670 für eine Last von 0,25 Pfund
δ_1 = 57557 - - 0,50 -
δ_1 = 57740 - - 1 -
δ_1 = 57511 - - 2 -
δ_1 = 57482 - - 3 -

Aus diesen so gut übereinstimmenden Resultaten zieht Herr Kupffer einen Schlufs auf die Genauigkeit der Formeln. Die Schwingungen gaben

δ_1 = 0,000000 057313.

Barren No. 4. Gegossenes Messing wie No. 2, aber von doppelter Dicke.

δ_1 = 0,000000 078248 4 für eine Last von 1 Pfund
δ_1 = 78343 0 - - 2 -

Die Schwingungen gaben im Mittel

δ_1 = 0,000000 078412 2.

Barren No. 5. Englisches gewalztes Messing ($2l$ = 52,332, a = 0,98954, b = 0,18224).

δ_1 = 0,000000 059341 2 für eine Last von 1 Pfund
59341 2 - - 2 -
59265 4 - - 3 -

Durch Schwingungen

δ_1 = 0,000000 058865 5.

Barren No. 6. Englisches gewalztes Messing von denselben Dimensionen mit Ausnahme der Dicke, welche nur = 0,09332 war.

δ_1 = 0,000000 054857 4 für eine Last von 0,25 Pfund
54437 1 - - 0,50 -

Durch Transversalschwingungen

δ_1 = 0,000000 054560 9.

Die Barren No. 7, 8, 9 waren aus demselben Metallstück und hatten dieselben Dimensionen $l = 51{,}25$, $a = 0{,}90318$, $b = 0{,}19109$.

Barren No. 7. Gegossenes Messing.

δ_1 = 0,000000 062372 1 für eine Last von 1 Pfund
62584 0 - - 2 -

Durch Schwingungen im Mittel

δ_1 = 0,000000 062095.

Barren No. 8. Dasselbe Metall, hart gehämmert.

δ_1 = 0,000000 055125 4 für eine Last von 1 Pfund
55199 0 - - 2 -
55130 6 - - 3 -
54974 2 - - 5 -

Durch Transversalschwingungen

δ_1 = 0,000000 054643 1.

Barren No. 9. Dasselbe Metall, hart gewalzt.

δ_1 = 0,000000 057208 2 für eine Last von 1 Pfund
57378 4 - - 2 -
57248 8 - - 3 -
57091 3 - - 5 -

Durch Transversalschwingungen

δ_1 = 0,000000 057440 1 bei einer Länge von 47,8
56737 3 - - 25,7

Zu den Beobachtungen mit Guſseisen wurden No. 3 und No. 4 verwandt; beide hatten 51 Zoll Länge und 1 Zoll Breite, No. 3 1 Linie, No. 4 2 Linien Dicke. Das Guſseisen hat sehr beschränkte Elasticitätsgränzen, nimmt aber einen stationären Gleichgewichtszustand an, der zwischen dem Anfangszustand und dem nach erfolgter Biegung sich befindet, sobald die biegende Kraft entfernt wird. Hieraus schlieſst Hr. Kupffer, daſs die effective elastische Biegung einer Guſseisenstange, welche einer bestimmten Last entspricht, nicht die Differenz der Biegungen vor und nach Aufhängung der Last ist, sondern daſs man die Biegung, welche nach Fortnahme der Last eintritt, abziehen muſs

von der Biegung unter dem Einfluſs der Belastung. Die hierdurch berechneten Biegungen befolgen aber nicht mehr das Gesetz der Proportionalität zwischen dem Zuwachs der Last und dem Zuwachs der Biegung, worauf die Formel

$$\delta_1 = \frac{1}{6}\frac{\varphi}{l}\frac{ab^3}{Lp}\,\text{tang}\,1$$

beruht, sondern die Biegung verändert sich in einem gröſsern Verhältniſs als die Last, d. h. es ist δ_1 um so gröſser, je gröſser die Belastung ist. Durch Anwendung der vorstehenden Formel hat Hr. Kupffer in der That gefunden

Barren No. 3 (spec. Gew. 7,124)

δ_1 = 0,000000 062272 4 für eine Totallast von 1,000 auf jeder Seite
63676 2 - - - 1,125 - -
65359 0 - - - 1,375 - -

Durch Transversalschwingungen

δ_1 = 0,000000 055928 8.

Barren No. 4 (spec. Gew. 7,130)

δ_1 = 0,000000 058910 für eine Totallast von 1 Pfund
60165 - - - 2 -
62086 - - - 3 -
63698 - - - 4 -

Durch Transversalschwingungen

δ_1 = 0,000000 055928 8.

Die Totallast war Gewicht der Stange, der zufälligen und besondern Belastung. *Ad.*

A. T. Kupffer. Expériences sur la résistance des matériaux à la rupture. Compte-rendu annu. d. l'observ. phys. centr. 1853. p. 9-14†.

Um seinen Untersuchungen einen mehr praktischen Zweck zu geben, wünscht Hr. Kupffer, daſs man die Festigkeit der Metalle über die Gränzen der Elasticität hinaus bis zum Bruche verfolge. Um dieses zu erreichen hat er dem russischen Gouvernement ein Programm zur Bestätigung vorgelegt, welches alle die verschiedenen Arbeiten aufzählt, die zu dem genannten Zwecke auszuführen sind. Hr. Kupffer bezeichnet dasselbe als das Re-

sultat seiner Studien während des Jahres 1853, und wünscht durch Mittheilung des Programmes zur möglichsten Completirung desselben Veranlassung zu geben. *Ad.*

L. Soret. Recherches sur l'élasticité et la cohésion des corps solides. Extrait des mémoires de M. Wertheim et de M. Kupffer. Arch. d. sc. phys. XXV. 40-58†.

Die vorliegenden Jahresberichte geben eine so vollständige Uebersicht über die Untersuchungen der Herren Wertheim und Kupffer aus den letzten Jahren, daſs wir einen genauern Bericht über die vorliegende recht zweckmäſsige Zusammenstellung für überflüssig halten. Der Verfasser giebt die verschiedenen Methoden an, welche die genannten Autoren zur Bestimmung der Elasticitätscoëfficienten benutzt haben, und theilt einige Tafeln mit, welche eine Zusammenstellung der wichtigsten experimentellen Bestimmungen enthalten. Auch einige ältere Arbeiten sind berücksichtigt, wie das Mémoire sur l'élasticité et la cohésion des principaux tissus du corps humain, welches Wertheim im Jahre 1846 der Pariser Akademie überreicht hat. *Ad.*

J. Dienger. Studien zur mathematischen Theorie der elastischen Körper. Grunert Arch. XXIII. 293-359†.

Die ältere Elasticitätslehre, welche die Continuität der Materie voraussetzt und von der sofortigen Benutzung unendlicher Reihen ausgeht, giebt absolut richtige Resultate, mit solchen gemischt, welche mit der Erfahrung theilweise nicht übereinstimmen. Aus diesem Grunde ist es ein sehr dankenswerthes Bestreben der neuern Theorie die Resultate der erstern Art durch selbstständige Methoden zu entwickeln und sie von den übrigen zu sondern. Diese Art der Darstellung ist nicht allein in neuern Arbeiten, sondern auch schon in dem vorzüglichen Lehrbuch von Lamé vertreten, und es dürfte für neuere Bearbeiter der Theorie die dringendste Sorge sein, diese Richtung weiter anzubauen.

Der Verfasser dieser Studien, welcher in denselben die Theorie von Neuem entwickelt, scheint anderer Ansicht zu sein; er hat den grofsen Formelapparat, der durch die Reihenentwicklungen bereits existirt, durch Entwicklung von Gliedern der nächsten Ordnung noch vermehrt und ohne die bezeichnete Unterscheidung die bekannten Theoreme nur mit Beisetzung dieser höhern Glieder abgeleitet. Wenn auch manches in veränderter Fassung dargestellt ist, so fehlen doch solche Untersuchungen, welche bei Benutzung der höhern Glieder sehr wünschenswerth sind. So sagt z. B. der Verfasser bei der Darstellung der Gleichung, von welcher die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen abhängig ist: „Auf eine nähere Untersuchung der Wurzeln dieser Gleichung in Bezug auf ihre Reellität wollen wir uns für den Augenblick nicht einlassen, da es in der Natur dieser gewifs periodischen Bewegung liegt, dafs die Wurzeln reell sind." Nachdem ferner im 20. Capitel „über die Wellenfläche" alle möglichen Rechnungen ausgeführt sind, um fünf Gleichungen zu erhalten, aus denen vier Unbekannte noch eliminirt werden müssen, um die Wellenfläche zu finden, bricht der Verfasser mit folgenden Worten ab: „Die Durchführung dieser (letzten) Rechnung ist von geringerem Interesse; daher mag sie unterbleiben", während doch das Endresultat, nämlich die Darstellung der Wellenfläche zu den wichtigsten Resultaten der Theorie gehört.

Hr. Dienger führt noch ausdrücklich an, dafs es nicht in seiner Absicht lag, Anwendungen auf specielle Fälle zu geben, sondern die allgemeinen Differentialgleichungen klar und ausführlich zu entwickeln, und verweist, was specielle Beispiele anbelangt, auf Lamé's Lehrbuch, bemerkt aber dabei, dafs Lamé allerdings einen andern Weg eingeschlagen habe, dafs aber der Vortheil der in diesen Studien verfolgten Methode, welche von den ältern Autoren herrühre, gegenüber der von Lamé, vorzugsweise in dem klaren Verständnifs dessen liege, was die eingeführten Gröfsen zu bedeuten haben!

Die Entwicklung des Formelapparates, den der Verfasser giebt, würde über die Gränzen dieses Berichtes hinausgehen; wir wollen daher nur die Unterscheidung der Bewegungszustände angeben, welche derselbe in der Elasticitätstheorie annimmt.

1) Jedes Molecularsystem des Körpers wird als ein ungetrenntes Ganze angesehen, und man fragt nur nach der Bewegung des Schwerpunkts eines solchen. Hierher gehören die Erscheinungen, welche in den elastischen Körpern auftreten.

2) In jedem Molecularsystem wird das Körperatom als fest, d. h. unbewegt betrachtet und blofs die Bewegung der Aetherhülle als Ganzes untersucht, d. h. blofs die Bewegung ihres Schwerpunktes. Hierher gehören die Lichterscheinungen.

3) Es wird die relative Bewegung der Aetherhülle entweder um ihren Schwerpunkt, wenn das Körperatom fest ist, oder um den Schwerpunkt des Molecularsystems, wenn jenes sich bewegt, untersucht. Hierher gehören die Wärmeerscheinungen u. s. w.

In der vorliegenden Abhandlung hat der Verfasser nur den Bewegungszustand 1) berücksichtigt, und sich vorbehalten den Fall 2) in einer folgenden Abhandlung zu erörtern, erwähnt jedoch hierbei, dafs man schon die zu 1) gehörige Theorie geradezu auf die Lichterscheinungen angewandt habe, vorzugsweise Cauchy. Dabei stelle sich heraus, dafs man die Dispersion nicht erklären könne, indem bei blofser Berücksichtigung der Glieder erster Ordnung in den Entwicklungen, wie auch in der vorliegenden Abhandlung gezeigt wird, Wellen von verschiedener Oscillationsdauer mit derselben Geschwindigkeit sich fortpflanzen würden. Wenn nun auch mit Cauchy durch weiter getriebene Näherung, also mit Berücksichtigung der Glieder der nächsten Ordnung, die Dispersion erklärt werden könne, so müfste dieselbe im leeren Raume stattfinden können, was den Erscheinungen widerspricht. Hr. Dienger will nun in der zukünftigen Abhandlung aus der Voraussetzung des Bewegungszustandes 2) die Dispersion in den verschiedenen Medien ganz natürlich erklären. *Ad.*

J. Jones. Versuche über den Kraftbedarf zum Lochen von Kesselblechen. Polyt. C. Bl. 1854. p. 9-12†; Pract. mech. Mag. 1853 Nov. p. 183.

Diese Versuche wurden in der Great-Western-Dampfschiffbauanstalt zu Bristol unter Leitung des Hrn. Jones angestellt,

und zwar mittelst eines Hebeldurchschnittes, dessen erster Hebel (mit dem Stempel) das Umsetzungsverhältnifs 1 : 12 und dessen zweiter Hebel das Umsetzungsverhältnifs 1 : 5 besafs. Das totale Umsetzungsverhältnifs der Kraft vom Kraftpunkte des zweiten Hebels auf den Lastpunkt (den Stempel) des ersten Hebels betrug mithin 1 : 60. Die grofse Reihe der mitgetheilten Versuche wurde mit Stempeln von $\frac{1}{8}$, $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{5}{8}$, $\frac{7}{8}$, 1 Zoll Durchmesser angestellt, und die Stärke des Bleches ging von No. 16 bis No. 4, ferner von $\frac{1}{8}$ bis 1 Zoll. Stärkere Bleche zu lochen gestattete die Maschine nicht. Der kleinste Druck auf den Stempel war 1 Ton 4 Ctr. 1 Qr. 14 Pfd., der gröfste 77 Ton 3 Ctr. 1 Qr. 16 Pfd. (1 Ton = 20 Ctr. = 80 Qr. = 2240 Pfd.) *Ad.*

JAMPHY. Versuche über die absolute Festigkeit des Eisenblechs. Polyt. C. Bl. 1854. p. 525-526†; Génie industr. 1853 Mars p. 133.

Diese Versuche sind mit Eisenblechen angestellt, welche, in Streifen zerschnitten, in der Richtung ihrer Länge der Ausdehnung unterworfen wurden. Die Hauptresultate finden sich in folgender Tabelle zusammengestellt.

Holzkohlenroheisen, raffinirt mit Steinkohle.		Cokesroheisen, raffinirt mit Steinkohle.	
1) Ausdehnung parallel zur Richtung des Auswalzens.			
Bruchgewicht pro Quadratmillimeter.			
Maximum .	37,31 Kilogr.	Maximum .	43,40 Kilogr.
Minimum .	30,83 -	Minimum .	32,30 -
Durchschnitt	33,13 -	Durchschnitt	36,57 -
Verlängerung im Augenblick des Bruches.			
Maximum .	5,5 Procent.	Maximum .	5,06 Procent.
Minimum .	3,9 -	Minimum .	2,80 -
Durchschnitt	4,6 -	Durchschnitt	4,31 -
2) Ausdehnung rechtwinklig gegen die Richtung des Auswalzens.			
Bruchgewicht pro Quadratmillimeter.			
Maximum .	33,76 Kilogr.	Maximum .	30,02 Kilogr.
Minimum .	30,72 -	Minimum .	27,78 -
Durchschnitt	32,40 -	Durchschnitt	29,06 -

Verlängerung im Augenblick des Bruches.

Maximum .	2,50 Procent.	Maximum .	1,30 Procent.
Minimum .	1,80 -	Minimum .	0,76 -
Durchschnitt	2,14 -	Durchschnitt	1,12 -

Aus der Vergleichung der Zahlen für beide Roheisensorten werden einige Schlüsse gezogen, die für die praktische Benutzung derselben von Wichtigkeit sind, unter andern dafs die Holzkohleneisen parallel oder senkrecht zur Richtung, in welcher sie gewalzt sind, beinahe gleichen Widerstand bieten, während die Cokeseisenbleche bedeutend an Festigkeit verlieren, wenn sie rechtwinklig gegen die Walzrichtung belastet werden. *Ad.*

Strenght and density of building stone. Edinb. J. LVII. 371-371†.

In Washington sind unter Leitung der Ordnance Board verschiedene Arten von Bausteinen in Bezug auf ihre Dichtigkeit und Festigkeit geprüft worden. Es ergab sich:

Spec. Gewicht des Sandsteines im Mittel . . . = 1,929
- - des besten Quincy-Granites (Sienit) = 2,648
- - des Malone-Sandsteines . . . . = 2,591

Ferner zerbrach

Sandstein unter einem Druck von . .	5245	Pfd. auf den □zoll
Marmor unter einem Druck von 7000 bis	10000	- -
Rother Sandstein unter einem Druck von	9518	- -
Granit (blauer glimmerartiger Stein), zu neuen Fundamenten verwandt, unter einem Druck von	15603	- -
Malone-Sandstein unter einem Druck von	24105	- -
Sehr fester Sienit von Quincy unter einem Druck von	29220	- -

Die Sandsteine waren auf ihrer schwächsten Seite geprüft worden, in der Lage, die Structur senkrecht gegen den Horizont, in welcher sie gewöhnlich zum Bau verwandt werden, Marmor und Granit in der entgegengesetzten Lage. *Ad.*

FAIRBAIRN, HOPKINS and JOULE. On the solidification of bodies under great pressure. Athen. 1854. p. 1279-1279†; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 149-150†.

Die Verfasser untersuchten den Einfluſs des Druckes, unter dem man einen geschmolzenen Körper fest werden läſst, auf die Festigkeit und Dichtigkeit des erstarrten Körpers. Sie fanden, daſs z. B. zwei Stücke Zinn, von denen das erste unter einem Druck von 908 Pfd., das zweite unter einem Druck von 5698 Pfd. auf den Quadratzoll aus dem flüssigen in den festen Aggregatzustand übergegangen war, durch eine Belastung von bezüglich 4053 und 5737 Pfd. auf den Quadratzoll zerdrückt wurden. Das specifische Gewicht des ersten Stückes Zinn betrug 7,3063, das des zweiten 7,3154. *Kr.*

W. FAIRBAIRN. On the mechanical properties of metals as derived from repeated meltings, exhibiting the maximum point of strength and the causes of deterioration. Rep. of Brit. Assoc. 1853. 1. p. 87-116†.

Die Festigkeit und Dichtigkeit des Guſseisens verändern sich, wenn dasselbe wiederholt geschmolzen wird. Hr. FAIRBAIRN schmolz eine bestimmte Sorte Guſseisen unter möglichst gleichen Verhältnissen 18mal um. Auf eine horizontal gelegte, an den beiden Enden unterstützte Stange des jedesmal erhaltenen Eisens von 4½ Fuſs Länge und 1 Quadratzoll Querschnitt wurden in der Mitte so viel Gewichte (a) aufgelegt, bis sie zerbrach; zugleich wurde die dem Maximum des aufgelegten Gewichts entsprechende Durchbiegung (b) der Stange bestimmt. Ferner untersuchte Hr. FAIRBAIRN, durch welche Belastung (c) ein Cubikzoll des Guſseisens zerdrückt wurde. Die gewonnenen Resultate sind in folgender Tabelle zusammengestellt.

Schmelzung	Dichtigkeit	a in Pfunden	b in Zollen	a . b	c in Tonnen
1	6,969	490,0	1,440	705,6	44,0
2	6,970	441,9	1,446	630,9	43,6
3	6,886	401,6	1,486	596,7	41,1
4	6,938	413,4	1,260	520,8	40,7
5	6,842	431,6	1,503	648,6	41,1
6	6,771	438,7	1,320	579,0	41,1
7	6,879	449,1	1,440	646,7	40,9
8	7,025	491,3	1,753	861,2	41,1
9	7,102	546,5	1,620	885,3	55,1
10	7,108	566,9	1,626	921,7	57,7
11	7,113	651,9	1,636	1066,5	69,8
12	7,160	692,1	1,666	1153,0	73,1
13	7,134	634,8	1,646	1044,9	66,0
14	7,530	603,4	1,513	912,9	95,9
15	7,248	371,1	0,643	238,6	76,7
16	7,330	351,3	0,566	198,5	70,5
18	7,385	312,7	0,476	148,8	88,0

Der Grund dieser Veränderungen ist wahrscheinlich in der chemischen Zusammensetzung zu suchen. Hr. Galvert fand in dem Gufseisen

	Kiesel	Schwefel	Kohlenstoff
nach der 1. Schmelzung	0,77 Proc.	0,42 Proc.	2,76 Proc.
- 8. -	1,75 -	0,60 -	2,30 -
- 10. -	1,98 -	0,26 -	3,50 -
- 18. -	2,22 -	0,75 -	3,75 -

Kr.

J. Grailich und F. Pekarek. Das Sklerometer, ein Apparat zur genaueren Messung der Härte der Krystalle. Wien. Ber. XIII. 410-436†; Z. S. f. Naturw. IV. 465-467.

Nachdem die Verfasser eine kurze geschichtliche Uebersicht der bisherigen Methoden, die Härte der Mineralien zu messen, gegeben haben, beschreiben sie einen von ihnen Sklerometer genannten Apparat, der im Wesentlichen derselbe ist wie der zum Messen der Härte vom Berichterstatter construirte (Berl. Ber.

1850, 51. p. 17). In Betreff der zum Theil bedeutenden Verbesserungen in der Construction dieses neuen Härtemessers mufs auf die Abhandlung selbst verwiesen werden. Die Herren Grailich und Pekarek haben auf drei verschiedene Arten ihre Untersuchungen geführt:

1) Sie bestimmen beiläufig das Gewichtsminimum, mit welchem eine scharfe conische Stahlspitze belastet werden mufs, damit nach irgend einer Richtung auf der darunter fortgezogenen glatten Krystallfläche ein Ritzen möglich ist. Hierauf lassen sie den Krystall zu wiederholten Malen unter der mit diesem Minimum auf ihn niedergedrückten Spitze weglaufen, und notiren die Anzahl der Risse, welche endlich einen sichtbaren Ritz liefern.

2) Sie bestimmen das Gewichtsmaximum, mit welchem nach irgend einer Richtung ein Ritz möglich ist, d. h. das Gewichtsminimum, mit welchem die härteste Richtung des Krystalles noch angegriffen wird, und suchen dann das Gewicht, das auf eine Schale des Apparates (deren Schnur, um eine Rolle laufend, mit einem auf Schienen beweglichen, den Krystall tragenden Wagen verbunden ist) gelegt werden mufs, um den Krystall unter der mit jenem Maximum drückenden Spitze noch wegziehen zu können.

3) Sie ermitteln das Minimum des Auflagegewichts, welches nöthig ist, damit der unter der Spitze fortgezogene Krystall geritzt wird.

Die Verfasser haben auf die verschiedenen beschriebenen Arten namentlich die Flächen der Doppelspathkrystalle untersucht. In Bezug auf die Rhomboëderflächen fanden sie das Maximum und Minimum der Härte in denselben Richtungen wie früher der Berichterstatter, das Maximum in der Richtung von der stumpfen Ecke gegen die spitze Seitenecke, das Minimum in der entgegengesetzten Richtung, während die Härte längs der längeren Diagonale einen Mittelwerth behauptet. Auch auf den vom Berichterstatter nicht untersuchten Endflächen ($R - \infty$) und Prismenflächen ($P + \infty$ und $R + \infty$) zeigten sich Unterschiede der Härte des Kalkspaths nach verschiedenen Richtungen. Vergleicht man die Flächen unter einander, so ergiebt sich die Rhomboëderfläche (R) als die weichste, die Prismenfläche ($R + \infty$) als die härteste; und zwar mufste die Spitze, um einen sichtbaren Ritz hervorzu-

bringen, mit 96 Centigrammen belastet werden, wenn die Spitze sich nach der weichsten Richtung der Fläche *R* bewegte, mit 970 Centigrammen, wenn die Bewegung nach der härtesten Richtung der Fläche $R + \infty$ erfolgte. *Fr.*

G. Wertheim. Mémoire sur la double réfraction temporairement produite dans les corps isotropes, et sur la relation entre l'élasticité mécanique et l'élasticité optique. Ann. d. chim. (3) XL. 156-221†; Berl. Ber. 1850, 51. p. 448, p. 449, p. 451; Cosmos IV. 278-280; Arch. d. sc. phys. XXVI. 157-162; Silliman J. (2) XVIII. 124-127; Phil. Mag. (4) VIII. 241-261, 342-357.

In der Theorie der Elasticität nimmt man an, dafs Druck- und Zugkräfte von gleicher Intensität gleiche lineare Verrückungen hervorrufen, ein Princip, welches wegen der Schwierigkeit der Untersuchungen über die Compressionen noch nicht streng bewiesen ist. Da auch die gröfseste neuere Arbeit über diesen Gegenstand von Hrn. Hodgkinson in dieser Beziehung keinen Aufschlufs giebt, so unternimmt Hr. Wertheim die Lösung dieser Frage mit Anwendung der zuerst von Fresnel beobachteten, durch Biegung oder Druck in isotropen Körpern künstlich entstehenden Doppelbrechung. Der hiezu angewandte Apparat bestand in der Hauptsache aus drei auf einem starken Holzgestell in gerader Linie angebrachten Gewichtpressen, deren mittlere zur Ausdehnung der untersuchten kleinen Parallelepipeda diente, während von den beiden andern eine zu stärkern Compressionen (bis zu 600 Kilogr.), die andere zu schwachen eingerichtet war. Als Lichtquelle diente entweder eine von weifsem Licht beleuchtete Porzellanplatte, oder die Flamme des gesalzenen Alkohols, oder endlich die durch beliebige farbige Mittel geleiteten Strahlen einer Carcellampe. In jedem Falle wurde das auffallende Licht durch ein doppelbrechendes Prisma, dessen Hauptschnitt um 45° gegen die Verticale geneigt war, polarisirt, und nach dem Durchgange durch den untersuchten Körper durch ein Nicol mit gleichgerichtetem Hauptschnitt die Färbung der beiden Bilder beobachtet, wobei jede Ungleichförmigkeit des angewendeten Druckes oder

Zuges sich durch ungleichförmige Färbung selbst zu erkennen giebt. Behufs genauer Messung der Gangunterschiede zwischen den gewöhnlich und ungewöhnlich gebrochenen Strahlen bestimmte Hr. Wertheim zunächst, da ihm die Newton'schen Messungen nicht hinlänglich sichere Farbenangaben boten, die Gangunterschiede, welche 45 Farben der 7 ersten Newton'schen Ringe entsprechen, und welche an einem Stücke Kronglas durch Compressionen bis zu 535 Kilogr. erhalten wurden. Um auch die kleinsten Gangdifferenzen, welche nicht hinlänglich klare Färbungen geben, mit Sicherheit auswerthen zu können, wandte Hr. Wertheim ein Compensationsstück so an, daſs er es in der stärksten Presse bis zum Eintreten einer beliebigen, deutlichen Farbennüance comprimirte, und dann nach Einbringung des zu untersuchenden Stücks in eine der andern Pressen die zur Erhaltung der Farbe nöthige Gewichtsänderung an der ersten Presse maaſs.

Nach dieser Methode bestimmte nun Hr. Wertheim an kleinen Parallelepipeden aus neun Glassorten, sowie einigen aus Fluſsspath, Alaun und Steinsalz die zur Erzeugung eines Gangunterschiedes von einer halben Wellenlänge der mittlern gelben Strahlen nöthige Belastung, wobei in einigen Fällen der Compression sieben halbe Wellenlängen erreicht wurden, während bei den Ausdehnungsversuchen, die auſserdem nur an den Gläsern angestellt wurden, zwei halbe Wellenlängen nicht überschritten wurden. Es stellten sich die folgenden Gesetze heraus.

1) Die Belastungen sind unabhängig von der Höhe und Länge (Richtung des durchgehenden Lichts), dagegen proportional der Breite der Stücke.

2) Die erzeugten Gangdifferenzen sind den Belastungen nicht strenge proportional, sondern bei kleinen Druckkräften relativ zu groſs, bei kleinen Zugkräften relativ zu klein. Hr. Wertheim nimmt an, daſs die rein mechanischen Wirkungen der Compression und Dilatation denselben Gang befolgen, was früheren Beobachtungen wenigstens nicht widerspricht. Bei einigermaſsen starken Belastungen tritt übrigens genaue Proportionalität ein. Das Verhältniſs zwischen der auf die Einheit der Fläche wirkenden Belastung und der erzeugten Doppelbrechung, zur Einheit

der letztern ein der Längeneinheit gleicher Gangunterschied in der Luft genommen, definirt Hr. Wertheim als den optischen Elasticitätscoëfficienten C.

3) Der Gangunterschied ist unabhängig von der Wellenlänge. (Dies Gesetz wird noch durch einige besondere Versuche mit rothem und violettem Licht bestätigt.)

Zur Begründung dieser experimentellen Gesetze stellt Herr Wertheim eine Theorie auf, in welcher er annimmt, dafs der Gangunterschied, welchen die beiden Strahlen in der zeitweilig doppelbrechenden Substanz annehmen, nicht nur von den Fortpflanzungsgeschwindigkeiten und der Länge des durchlaufenen Weges, sondern von der lineären Compression oder Dilatation explicite abhänge, während in der That diese nur so weit zu betrachten ist, als eben sie die Geschwindigkeit der ungewöhnlichen Strahlen bestimmt. Sei nämlich H die Höhe, La die Breite, Lo die Länge des untersuchten Stückes, C und E der optische und der mechanische Elasticitätscoëfficient, d der erzeugte Gangunterschied, λ die Wellenlänge in der Luft, δ die lineäre Veränderung, positiv als Dilatation, negativ als Contraction verstanden, O die Geschwindigkeit des Lichts in der Luft, O_o und O_e die gewöhnliche und die ungewöhnliche Geschwindigkeit in der Substanz, endlich P die Belastung, so setzt Hr. Wertheim

$$d = Lo.\delta.\left(\frac{O}{O_o} - \frac{O}{O_e}\right),$$

$$\delta = \frac{P}{E.Lo.La},$$

$$\pm d = \frac{P}{E.La}\cdot\left(\frac{O}{O_o} - \frac{O}{O_e}\right) = \frac{P}{E.La}(J_o - J_e),$$

$$J_o - J_e = \pm\frac{La}{E.P}\cdot d = \pm\frac{C}{E},$$

wo J_e und J_o die Brechungsindices sind.

Hr. Wertheim wendet aufserdem das von ihm aufgestellte Gesetz der cubischen Veränderung an, jedoch nur um die daraus entspringenden Terme sogleich zu vernachlässigen.

Die erste Formel mufs offenbar geändert werden in die folgende:

$$d = Lo\left(\frac{O}{O_o} - \frac{O}{O_e}\right),$$

welche in Verbindung mit den Beobachtungsresultaten

$$d = \frac{P}{La.C},$$

$$\delta = \frac{P}{Lo.La.E}$$

die Gleichung

$$J_o - J_e = \frac{E}{C}.\delta$$

zur Folge hat. Hiermit verlieren die Betrachtungen von Herrn Wertheim über das specifische Doppelbrechungsvermögen zum gröſsten Theile ihren Ausgangspunkt.

Die Einrichtung des Apparats gestattete auch die Untersuchung der Wirkung eines kräftigen Elektromagneten auf die comprimirten oder dilatirten Stücke. Hr. Wertheim findet, daſs die Drehung der Polarisationsebene durch die mechanische Kraft aufgehoben wird, und zwar ehe der Gangunterschied einer halben Wellenlänge gleich geworden ist.

Endlich giebt Hr. Wertheim noch einige praktische Anwendungen der künstlichen Doppelbrechung, worunter die hauptsächlichste die Construction eines chromatischen Dynamometers ist, welches zur genauen Messung beliebiger, gegebener Druckkräfte dienen soll, und nach den beigebrachten Beispielen diesem Zweck gut zu entsprechen scheint.

Eine andere Anwendung soll die Bestimmung des Elasticitätscoëfficienten gewisser Substanzen bilden, wofür als Beispiel der Diamant gewählt wird. Obgleich die fehlerhafte Grundformel

$$E = \frac{P(J_e - J_o)}{d.La} = \frac{J_e - J_o}{C}$$

wegen der Art ihres Gebrauchs keinen Fehler im Resultate zur Folge hat, so behält dennoch die numerische Bestimmung

E = 10865 (in Quadratmillimetern und Kilogrammen)

wegen einer kaum zulässigen Annahme über die Gröſse J_e eine zu groſse Unsicherheit um irgend von Nutzen zu sein.

Als eine letzte Anwendung nennt Hr. Wertheim die Bestimmung der Wellenlängen gegebener Lichtstrahlen, wofür im Laufe der Untersuchung Beispiele gegeben sind. *Ds.*

Duhamel. Mémoire sur le mouvement des différents points d'une barre cylindrique qui se refroidit. C. R. XXXIX. 1185-1187†; Cosmos VI. 19-19.

In der vorliegenden Note beabsichtigt der Verfasser, Probleme zu stellen, welche sich auf den Zusammenhang der moleculären Bewegungen mit Temperaturänderungen beziehen, und den Weg zu bezeichnen, auf welchem sie gelöst werden können. Er bemerkt, daſs er zwar früher die von ihm aufgestellten allgemeinen Gleichungen zur Berechnung dieser Wirkungen angewandt habe, aber jetzt für zweckmäſsig halte, in gewissen einfachen Fällen von dieser sehr allgemeinen und complicirten Theorie abzugehen, welche zwar eine gröſsere theoretische Genauigkeit gäbe, aber keineswegs Resultate lieferte, welche zu wirklichen Beobachtungen sich besser eigneten.

Wenn man einen Barren von geringer Dicke und starker Leitungsfähigkeit voraussetzt, so kann man annehmen, daſs alle Punkte ein und desselben Querschnittes während der Abkühlung dieselbe Temperatur haben, und während der Bewegung immerfort auf demselben Querschnitt bleiben. Dadurch hat man nur die Bewegung des letztern zu bestimmen und kann die Ermittelung der Temperatur von einer Coordinate statt von dreien abhängig machen. Er verlangt daher zuerst, daſs das folgende Problem unter dieser Voraussetzung gelöst werde:

„Die Endflächen eines geraden cylindrischen Barrens von beliebigem Querschnitt sind einander gleichen, aber mit der Zeit nach einem bestimmten Gesetze veränderlichen, ausdehnenden Kräften ausgesetzt. Der Barren ist anfänglich in einem Zustande, in welchem die Temperatur, die Verrückungen und die Geschwindigkeiten sich von Punkt zu Punkt beliebig ändern, und dann in eine Umgebung von constanter Temperatur gebracht. Man soll die Bewegung der einzelnen Punkte während der unendlichen Abkühlungszeit und den endlichen stationären Zustand ermitteln."

Nachdem dieses Problem gelöst worden ist, sollen noch verschiedene besondere Umstände berücksichtigt werden.

„Es sollen die Enden des Barrens mit beweglichen Hinder-

nissen verbunden werden, welche derselbe in Folge der Abkühlung mit sich zieht."

Diese Kraft läfst sich in der Technik verwerthen.

Hr. Duhamel bemerkt, dafs er angefangen hat das Princip aufzustellen, durch welches man in jedem Augenblick die vom Barren hervorgebrachte Kraft und die Bewegung der Endflächen berechnen kann, dafs er daraus die von der Abkühlung hervorgebrachte Arbeit abgeleitet und untersucht hat, inwiefern sie sowohl vom Barren als von dem Widerstand der Hindernisse abhängig ist.

Nach Ermittelung dieser Arbeit berechnet Hr. Duhamel die Bewegung der verschiedenen Punkte und unterscheidet zwei Fälle.

Erstens, das Hindernifs besitzt eine sehr beträchtliche Masse gegen den Barren, so dafs die Schwingungen des letztern sich nur bis zur Verbindungsstelle fortpflanzen. In diesem Falle ist die Bewegung der letztern besonders zu berechnen. Die Bewegungen der einzelnen Punkte gelangen zu einem endlichen periodischen Zustand, der von allen Daten der Aufgabe, auch von der anfänglichen Temperatur abhängig ist; nur verschwindet der Ueberschufs derselben über die der Umgebung gänzlich aus der Rechnung. Als specielle Anwendung hiervon ist der Fall betrachtet worden, in welchem eine Feder mit einer Kraft, die der Verrückung ihres Angriffspunktes proportional ist, das Hindernifs bildet.

Zweitens, das Massenverhältnifs des Barrens und daran befestigten Körpers ist nicht beträchtlich; der letztere ist ebenfalls ein Barren, der regelmäfsige Schwingungen machen kann, aber mit einem Ende befestigt ist.

Weitere Ausführungen hat Hr. Duhamel hier nicht gegeben.

Ad.

G. Osann. Ueber Kreuzung zweier fortschreitenden Bewegungen mit auf einander folgenden Verdichtungen und Verdünnungen der Theile, durch welche die Bewegung stattfindet. Verh. d. Würzb. Ges. V. 81-83†.

Um anschaulich zu machen, wie Schallwellen sich schneiden können, ohne ein mechanisches Hindernifs zu finden, und ohne dafs die Richtung, welche die Bewegung gleich zu Anfang angenommen hat, sich verändert, schlägt der Verfasser einen analogen Versuch mit elastischen Kugeln vor. Er hängt 9 Elfenbeinkugeln an Schnüren so auf, dafs die Mittelpunkte von je 5 Kugeln auf den Diagonalen eines Quadrates liegen, während ihre Oberflächen sich berühren. Dann hebt er zwei Kugeln, welche sich an den Enden einer Quadratseite befinden, auf, und läfst sie gleichzeitig gegen die Kugeln fallen, die sie vorher berührten. Man sieht nun die an den Enden der gegenüberliegenden Quadratseite befindlichen Kugeln abfliegen; die Bewegung hat sich also über das Kreuz durch die mittlere Kugel hindurch fortgepflanzt. Der Verfasser erläutert diese Wirkung, welche analog sei der Fortpflanzung der Bewegung bei den Schallwellen.

Ad.

Popov. Intégration des équations qui se rapportent à l'équilibre des corps élastiques et au mouvement des liquides. Bull. d. St. Pét. XIII. 145-150†.

Der vorliegende Aufsatz giebt die Integrale von partiellen Differentialgleichungen zweiter Ordnung, welche einerseits die allgemeinen Bedingungen des thermodynamischen Gleichgewichtes eines elastischen Körpers von cylindrischer Form darstellen, andrerseits, mit einigen Ergänzungen, das Problem der permanenten Bewegung einer Flüssigkeit in einer cylindrischen Röhre, die in eine springende Fontäne einmündet. Diese Integrale sind in Form von Reihen gegeben, welche trigonometrische und Exponentialfunctionen gemischt enthalten. Auf weitere Erläuterungen oder physikalische Folgerungen geht der Verfasser nicht ein. Wir wollen hier nur die Aufgabe hersetzen, von welcher derselbe die Lösung giebt.

Wenn r, ψ, z unabhängige Variabeln sind, $\varDelta$ und k gegebene Constanten, so sollen die allgemeinen Ausdrücke für δr, $\delta\psi$, δz, w, θ gefunden werden, welche gleichzeitig den folgenden Gleichungen genügen:

$$\frac{d^2w}{dz^2}+\frac{d^2w}{dr^2}+\frac{dw}{rdr}+\frac{1}{r^2}\frac{d^2w}{d\psi^2}=0,$$

$$\frac{d^2\delta r}{dz^2}+\frac{d^2\delta r}{dr^2}+\frac{d\delta r}{rdr}+\frac{1}{r^2}\frac{d^2\delta r}{d\psi^2}-\frac{\delta r}{r^2}-\frac{2}{r^2}\frac{d(r\delta\psi)}{d\psi}+\frac{kdw}{dr}=0,$$

$$\frac{d^2rd\psi}{dz^2}+\frac{d^2rd\psi}{dr^2}+\frac{dr\delta\psi}{rdr}+\frac{1}{r^2}\frac{d^2r\delta\psi}{\delta\psi^2}-\frac{\delta\psi}{r}+\frac{2}{r^2}\frac{d\delta r}{d\psi}+\frac{kdw}{rd\psi}=0,$$

$$\frac{d^2\delta z}{dz^2}+\frac{d^2\delta z}{dr^2}+\frac{d\delta z}{rdr}+\frac{1}{r^2}\frac{d^2\delta z}{d\psi^2}+k\frac{dw}{dz}=0,$$

$$\frac{d^2\theta}{dz^2}+\frac{d^2\theta}{dr^2}+\frac{d\theta}{rdr}+\frac{1}{r^2}\frac{d^2\theta}{d\psi^2}=0,$$

$$\frac{d\delta r}{dr}+\frac{\delta r}{r}+\frac{d\delta\psi}{d\psi}+\frac{d\delta z}{dz}=w+\frac{\varDelta\theta}{k}.$$

Ad.

---

11. Veränderungen des Aggregatzustandes.

A. Gefrieren, Erstarren.

B. Schmelzen.

B. C. Brodie. Note on the melting point and transformations of sulphur. Chem. Gaz. 1854. p. 195-198; Phil. Mag. (4) VII. 439-441*; Proc. of Roy. Soc. VII. 24-27; Chem. C. Bl. 1854. p. 517-520; Erdmann J. LXII. 336-340*; Inst. 1854. p. 283-284; Arch. d. sc. phys. XXVII. 55-60; Liebig Ann. XCII. 236-237*; Ann. d. chim. (3) XLIV. 362-363; Arch. d. Pharm. (2) LXXXIV. 288-291*; Mech. Mag. LI. 125-126*.

Hr. Brodie hat gefunden, dafs der rhombisch krystallisirte Schwefel bei 114,5° C. flüssig wird. Zu dieser Schmelzpunktsbestimmung bediente sich derselbe dünner Glasröhren, in welche

er den zu prüfenden Körper in kleinen Fragmenten einbrachte und die er in ein Bad von verdünnter Schwefelsäure tauchte. Er bestimmte die Temperatur der Flüssigkeit in dem Moment, in welchem der Schwefel flüssig wurde. Allein die genaue Bestimmung seines Schmelzpunkts ist auch mittelst dieser Methode schwierig, weil diese Modification des Schwefels schon bei einer Temperatur von 100 bis 114,5° C. allmälig in die monoklinometrische übergeht, deren Schmelzpunkt höher, nämlich bei 120° C. liegt. Diese Umwandlung geschieht um so schneller, je feiner vertheilt der Schwefel ist. Erhält man den Schwefel hinreichend lange bei dieser Temperatur, so wird sein Schmelzpunkt endlich in der That 120° C. Schmelzt man solchen Schwefel, ohne aber die Temperatur wesentlich über 120° C. steigen zu lassen, so erstarrt er wieder bei dieser Temperatur. War derselbe aber stärker erhitzt worden, so sinkt der Erstarrungspunkt bis zu 111° C., und dieser Schwefel schmilzt dann auch etwa bei dieser Temperatur. Diese Schmelzpunktsänderung beruht nach Hrn. Brodie auf Bildung einer kleinen Menge des zähen Schwefels. Er fand, daſs bis beinahe zum Sieden erhitzter Schwefel, den man in Wasser gegossen hatte, nach dem Erhärten bei 112° C. schmolz. Läſst man rhombischen Schwefel bei 114,5 bis 115° C. flüssig werden, so erstarrt er zu einer durchsichtig bleibenden Masse, wogegen er, über diese Temperatur erhitzt, beim Erkalten mehr oder weniger opak wird. — Einen erst bei einer beträchtlich über 120° C. liegenden Temperatur schmelzenden Schwefel erhielt Hr. Brodie, als er aus in geschmolzenem Zustande in Wasser gegossenem und wieder erhärtetem Schwefel mittelst Schwefelkohlenstoff den löslichen Theil entfernte. Der Schmelzpunkt dieses darin unlöslichen Schwefels lieſs sich jedoch nicht genau bestimmen. — Eine merkwürdige von Hrn. Brodie beobachtete Thatsache ist die, daſs, wenn man den in Schwefelkohlenstoff unlöslichen, den rhombischen und den monoklinometrischen Schwefel längere Zeit auf 100° C. erhitzt, ersterer deutlich geschmolzen, der rhombische undurchsichtig und mit abgerundeten Kanten erscheint, der letztere dagegen sich gar nicht verändert. Ersterer war dabei in die in Schwefelkohlenstoff lösliche Modification übergegangen. Hr. Brodie stellt die Ansicht auf, daſs er durch die

Wärme geschmolzen sei, die bei seiner Umwandlung in diese andere Modification frei geworden sei. Gewöhnlich erklärt man das Undurchsichtigwerden der durch Erkalten nach dem Schmelzen erzeugten monoklinometrischen Schwefelkrystalle durch Umwandlung dieser Form in die rhombische. Hr. Brodie führt gegen diese Erklärungsweise an, dafs man selbst bei Temperaturen, bei denen der Schwefel opak wird, umgekehrt den oktaëdrischen Schwefel in den monoklinometrischen überführen könne, und dafs der Schmelzpunkt des opaken Schwefels zu nahe mit seinem Erstarrungspunkt übereinstimme, als dafs man annehmen könnte, dafs diese Veränderung in ihm stattgefunden habe. Hr. Brodie ist vielmehr der Ansicht, dafs zwischen den Krystalllamellen zwischengelagerter zäher Schwefel die Ursache des Undurchsichtigwerdens solchen Schwefels sei. Bringt man ihn nämlich in Schwefelkohlenstoff, so bleibt immer eine kleine Menge der unlöslichen Modification des Schwefels ungelöst. Bringt man bis nahe zum Sieden erhitzten Schwefel in ein Gemisch von Aether und fester Kohlensäure, so wird er fest, hart und gänzlich durchsichtig. Giebt man ihm später die gewöhnliche Temperatur, so wird er weich und elastisch, wie wenn er unmittelbar in Wasser gegossen worden wäre. Bringt man zwei Quantitäten derselben Lösung von Schwefel in Schwefelkohlenstoff, welche beim Erkalten Schwefel herauskrystallisiren lassen würde, in zwei Röhren, die man dann zuschmelzt, und erhitzt man die eine Röhre bis zu einer den Kochpunkt des Lösungsmittels übersteigenden Temperatur, so krystallisirt der Schwefel beim Erkalten nicht, während er sich in der anderen nur bis zu dieser Temperatur erhitzten krystallisirt absetzt. Oeffnet man aber das erstere Rohr und rührt man den Inhalt mit einem Draht um, so krystallisirt der Schwefel sogleich. Es hat sich auf diese Weise eine übersättigte Schwefellösung gebildet. *Hn.*

W. Heintz: Ueber den Schmelzpunkt und die Zusammensetzung des chemisch reinen Stearins. Berl. Monatsber. 1854. p. 484-485; Chem. C. Bl. 1854. p. 777-777*; Pogg. Ann. XCIII. 431-443*; Erdmann J. LXIII. 168-169*; Dingler J. CXXXIV. 398-398; Chem. Gaz. 1854. p. 461-464; Z. S. f. Naturw. IV. 278-288*; Inst. 1855. p. 116-117; Arch. d. Pharm. (2) LXXXI. 190-191*, LXXXII. 70-70*.

Schon im Jahre 1849 habe ich [1]) die Beobachtung gemacht, dafs nach Lecanu's Methode dargestelltes Stearin schon bei einer Temperatur von 51° bis 52° C. in dünnen Schichten durchsichtig, bei Steigerung der Temperatur aber wieder trübe wird, bis es endlich um 62° C. von Neuem Durchsichtigkeit annimmt und flüssig wird. Daraus, dafs sehr dünne Lamellen unter Wasser von 52° C. nicht in einen Tropfen zusammenfliefsen, schlofs ich, das Stearin werde bei dieser Temperatur nicht flüssig und durchsichtig. Duffy [2]), der, ohne anfänglich von meiner Beobachtung zu wissen, dieselbe Thatsache auffand, zeigte jedoch, dafs es bei dieser Temperatur wirklich flüssig wird. Ich [3]) habe mich von der Richtigkeit dieser Angabe dadurch überzeugt, dafs ich Lamellen von Stearin von aufserordentlicher Feinheit (etwa wie dünnes Postpapier) unter Wasser von 52° C. wirklich in einen Tropfen zusammenfliefsen sah. Sind die Lamellen etwas dicker, so ist anfänglich das Innere derselben noch fest, nur das Aeufsere flüssig. Später dagegen, wenn das Innere flüssig wird, ist das Aeufsere schon wieder fest geworden. Solche Lamellen können daher unter den angegebenen Umständen nicht in einen Tropfen zusammenfliefsen.

Aus diesen Versuchen geht also hervor, dafs das nach Lecanu's Methode dargestellte Stearin zwei Schmelzpunkte besitzt, von denen der eine bei 51° bis 52° C., der andere um 62° C. liegt. Erhitzt man es allmälig, so wird es bei jener Temperatur flüssig, bei Erhöhung derselben wieder fest, bis es um 62° C. von Neuem flüssig wird. Läfst man das bei letzterer Temperatur geschmolzene Stearin erkalten, so erstarrt es erst wieder ungefähr bei dem ersteren Schmelzpunkt.

[1]) Berl. Monatsber. 1849. p. 222; Erdmann J. XLVIII. 383*.
[2]) J. of chem. Soc. V. 197*.
[3]) Pogg. Ann. XCIII. 431-443*.

Duffy hat sich bemüht, die Umstände näher festzustellen, unter denen die verschiedenen Schmelzpunkte des Stearins erscheinen. Diese Untersuchungen haben ihn dahin geführt, noch einen dritten höchsten Schmelzpunkt des Stearins aufzufinden, der jedoch dem zweiten um so näher liegt, je reiner das Stearin durch sehr anhaltendes Umkrystallisiren wird. Diesen Schmelzpunkt gewinnt das unreine Stearin, wenn es etwas über seinen zweiten Schmelzpunkt erhitzt und dann lange Zeit bei einer Temperatur erhalten wird, die nur um ein Minimum niedriger ist als der zweite Schmelzpunkt. Das bei 52° C. zuerst, dann bei circa 63° C. schmelzende Stearin erhält dadurch einen Schmelzpunkt von 66,5° C. Duffy schloſs hieraus, daſs drei isomere Modificationen des Stearins existirten, die sich namentlich durch ihre Schmelzpunkte unterschieden. Er berücksichtigt nicht, daſs das nach Lecanu's Methode dargestellte Stearin ein Gemisch von mindestens zwei Fetten ist, wie schon aus meinen [1]) früheren Versuchen hervorgeht, aber auch aus denen Duffy's selbst geschlossen werden kann.

Um zu untersuchen, wie sich das chemisch reine Stearin in Bezug auf seinen Schmelzpunkt verhält, habe ich dasselbe nach der von Berthelot [2]) angegebenen Methode auf künstlichem Wege dargestellt, und gefunden, daſs auch dieses Stearin zwei Schmelzpunkte besitzt. Es wird zuerst bei 55° C. flüssig, erstarrt bei langsamer Steigerung der Temperatur wieder und schmilzt dann erst bei 71,6° C. Läſst man es dann erkalten, so erstarrt es erst um 55° C. Einen dritten Schmelzpunkt habe ich bei dem reinen Stearin nicht beobachten können. Dieser ist daher in dem unreinen Stearin durch die Gemischtheit desselben bedingt, während die beiden anderen nur durch die Annahme zweier isomerer Modificationen des Stearins ihre Erklärung finden können. Die eine derselben entsteht, wenn das Stearin bis über 71,6° erhitzt wird und schnell erkaltend erstarrt, die andere bildet sich bei längerer Einwirkung einer Temperatur von 56° bis 70° C. auf

[1]) Pogg. Ann. LXXXIV. 231*.

[2]) J. d. pharm. et d. chim. XXIV, 259*; Chem. C. Bl. 1853. No. 46, 47*.

das Stearin. Jene Modification schmilzt bei 55° C., diese bei 71,6° C. *Hn.*

W. Heintz. Ueber die Zusammensetzung und Eigenschaften der Fette und fetten Säuren. Berl. Monatsber. 1854. p. 207-213; Chem. C. Bl. 1854. p. 585-589*; Erdmann J. LXII. 349-355*, LXIII. 162-168*, LXVI. 1-51*; Pogg. Ann. XCII. 429-451, 588-612*; Z. S. f. Naturw. IV. 81-110*; Chem. Gaz. 1854. p. 372-375; Inst. 1854. p. 405-406; Phil. Mag. (4) IX. 74-78*.

Aus meiner Untersuchung über die Natur der Fette soll in dem Folgenden nur das kurz wiedergegeben werden, woran die Physik Interesse nehmen kann. Es ist dies die Veränderung des Schmelzpunkts der fetten Säuren, wenn sie mit einander gemischt werden. Von den Säuren, welche der Fettsäurereihe ($C^n H^n O^4$) angehören und bei gewöhnlicher Temperatur fest sind, standen mir vier zu den Versuchen zu Gebote, 1) die Laurinsäure ($C^{24} H^{24} O^4$), 2) die Myristinsäure ($C^{28} H^{28} O^4$), 3) die Palmitinsäure ($C^{32} H^{32} O^4$) und endlich die Stearinsäure ($C^{36} H^{36} O^4$). Sie unterscheiden sich durch *n* ($C^4 H^4$) mehr oder weniger. Die Resultate meiner Versuche lassen sich am einfachsten durch folgende Tabellen darstellen.

1) Ein Gemisch von

Stearinsäure	Palmitinsäure	schmilzt bei	erstarrt bei	Form der erstarrten Oberfläche
100 Th.	0 Th.	69,2°	—	schuppig krystallinisch.
90	10	67,2	62,5°	schuppig krystallinisch.
80	20	65,3	60,3	fein nadelig krystallinisch.
70	30	62,9	59,3	fein nadelig krystallinisch.
60	40	60,3	56,5	unkrystallinisch, höckerig.
50	50	56,6	55	grofsblättrig krystallinisch.
40	60	56,3	54,5	grofsblättrig krystallinisch.
35	65	55,6	54,3	unkrystallinisch, wellig, glänzend.
32,5	67,5	55,2	54	unkrystallinisch, wellig, glänzend.
30	70	55,1	54	unkrystallinisch, wellig, glanzlos.
20	80	57,5	53,8	sehr deutlich nadelig.
10	90	60,1	54,5	schön nadelig krystallinisch.
0	100	62	—	schuppig krystallinisch.

2) Ein Gemisch von

Palmitinsäure	Myristinsäure	schmilzt bei	erstarrt bei	Form der erstarrten Oberfläche.
100 Th.	0 Th.	62° C.	—	schuppig krystallinisch.
95	5	61,1	58° C.	schuppig krystallinisch.
90	10	60,1	55,7	schuppig krystallinisch.
80	20	58	53,5	schuppig, doch auch sehr undeutlich nadelig.
70	30	54,9	51,3	äufserst fein nadelig.
60	40	51,5	49,5	unkrystallinisch, höckerig.
50	50	47,8	45,3	grofsblättrig krystallinisch.
40	60	47	43,7	undeutlich blättrig.
35	65	46,5	—	unkrystallinisch, opak.
32,5	67,5	46,2	44	unkrystallinisch, opak.
30	70	46,2	43,7	unkrystallinisch, opak.
20	80	49,5	41,3	unkrystallinisch.
10	90	51,8	45,3	in langen Nadeln.
0	100	53,8	—	schuppig krystallinisch.

3) Ein Gemisch von

Myristinsäure	Laurinsäure	schmilzt bei	erstarrt bei	Form der erstarrten Oberfläche
100 Th.	0 Th.	53,8° C.	—	schuppig krystallinisch.
90	10	51,8	47,3° C.	schuppig krystallinisch.
80	20	49,6	44,5	äufserst fein krystallinisch, doch weder erkennbare Nadeln noch Schuppen.
70	30	46,7	39	äufserst fein krystallinisch, doch weder erkennbare Nadeln noch Schuppen.
60	40	43	39	unkrystallinisch, einzelne glänzende Stellen werden sichtbar.
50	50	37,4	35,7	grofsblättrig krystallinisch.
40	60	36,7	33,5	unkrystallinisch, einzelne glänzende Stellen werden sichtbar.
30	70	35,1	32,3	unkrystallinisch, wellig.
20	80	38,5	33	unkrystallinisch, wellig.
10	90	41,3	36	nadelig krystallinisch.
0	100	43,6	—	schuppig krystallinisch.

4) Ein Gemisch von

Stearinsäure	Myristinsäure	schmilzt bei	Form der erstarrten Oberfläche
0 Th.	100 Th.	53,8°	schuppig krystallinisch.
10	90	51,7	unkrystallinisch, opak.
20	80	47,8	undeutlich krystallinisch.
30	70	48,2	blättrig krystallinisch.
40	60	50,4	schön groſsblättrig krystallinisch.
50	50	54,5	unkrystallinisch, opak.
60	40	59,8	beginnende schuppige Krystallisation, keine Spur deutlicher Nadeln oder Blätter.
70	30	62,8	deutlichere schuppige Krystallisation ohne Nadel- oder Blätterform.
80	20	65	noch deutlicher schuppig krystallinisch.
90	10	67,1	deutlich schuppig krystallinisch.
100	0	69,2	schuppig krystallinisch.

5) Ein Gemisch von

Palmitinsäure	Laurinsäure	schmilzt bei	Form der erstarrten Oberfläche
0 Th.	100 Th.	43,6°	schuppig krystallinisch.
10	90	41,5	unkrystallinisch.
20	80	37,1	fein krystallinisch, undeutlich.
30	70	38,3	kleinblättrig krystallinisch.
40	60	40,1	schön groſsblättrig krystallinisch.
50	50	47	fast ganz unkrystallinisch und opak.
60	40	51,2	körnig, undeutlich schuppig krystallinisch.
70	30	54,5	deutlicher schuppig krystallinisch.
80	20	57,4	noch deutlicher schuppig krystallinisch.
90	10	59,8	deutlich schuppig krystallinisch.
100	0	62	schuppig krystallinisch.

6) Ein Gemisch von

Stearinsäure	Laurinsäure	schmilzt bei	Form der erstarrten Oberfläche
0 Th.	100 Th.	43,6°	schuppig krystallinisch.
10	90	41,5	unkrystallinisch.
20	80	38,5	unkrystallinisch, warzenförmig

Stearinsäure	Laurinsäure	schmilzt bei	Form der erstarrten Oberfläche
30 Th.	70 Th.	43,4°	glänzende Flächen kleiner Krystallchen werden sichtbar.
40	60	50,8	unkrystallinisch, warzig.
50	50	55,8	fast unkrystallinisch, schwach körnig.
60	40	59	deutlicher körnig, beginnende schuppige Krystallisation.
70	30	62	etwas deutlicher körnig schuppig.
80	20	64,7	deutlich schuppig krystallinisch.
90	10	67	deutlich schuppig krystallinisch.
100	0	69,2	deutlich schuppig krystallinisch.

Nach diesen Tabellen verhalten sich analoge Gemische der verschiedenen Säuren vollkommen analog. Es lassen sich daraus für die um $n\,(C^4H^4)$ von einander verschiedenen festen Säuren der Fettsäurereihe folgende Gesetze ableiten.

1) Durch Zusatz irgend einer dieser fetten Säuren, selbst einer schwer schmelzbaren zu einer vier- bis zehnfach größeren Menge einer anderen, wird der Schmelzpunkt der letzteren herabgedrückt.

2) Mischt man zwei Säuren zusammen, welche in der Zusammensetzung um C^4H^4 unterschieden sind, und zwar so, daſs die Säure mit dem geringeren Kohlenstoffgehalt, also die leichter schmelzbare, allmälig mit immer mehr der anderen vermischt wird, so sinkt der Schmelzpunkt, bis etwa auf 70 Proc. der ersteren 30 Proc. der letzteren im Gemisch enthalten sind. Verfährt man umgekehrt, so sinkt der Schmelzpunkt ebenfalls, bis man zu 3 Theilen der kohlenstoffreicheren 7 Theile der daran ärmeren Säure hinzugesetzt hat. Die Differenzen aber der Schmelzpunkte der leichter schmelzbaren oder der schwerer schmelzbaren Säure des Gemisches einerseits und des Gemisches mit dem niedrigsten Schmelzpunkt andererseits nehmen ab mit der Zunahme des Gehalts der fetten Säuren an Kohlenstoff.

3) Diejenige Mischung zweier fetten Säuren, die sich um C^8H^8 unterscheiden, welche den möglichst niedrigen Schmelzpunkt besitzt, besteht ungefähr aus 25 Theilen der kohlenstoffreicheren und 75 Theilen der kohlenstoffärmeren Säure.

4) Die Mischung zweier fetten Säuren, die sich um $C^{4}H^{4}$ unterscheiden, welche den möglichst niedrigen Schmelzpunkt besitzt, besteht aus etwa 2 Theilen der kohlenstoffreicheren und 8 Theilen der kohlenstoffärmeren Säure.

5) Je gröfser also die Kohlenstoffdifferenz zweier Säuren ist, um so geringerer Gehalt der Mischung an der kohlenstoffreicheren Säure giebt ihr den möglichst niedrigen Schmelzpunkt.

6) Ein Gemisch von 9 Theilen $C^{4n}H^{4n}O^{4}$ mit einem Theil $C^{4(n+1)}H^{4(n+1)}O^{4}$ besitzt denselben Schmelzpunkt, wie ein Gemisch von ebensoviel (9 Th.) jener Säure mit ebensoviel (1 Th.) $C^{4(n-1)}H^{4(n-1)}O^{4}$. Jene Mischung erstarrt nadelförmig krystallinisch, diese unkrystallinisch.

7) In Bezug auf den Schmelzpunkt gilt fast eben so genau dasselbe für Mischungen von 8 und 7 Theilen $C^{4n}H^{4n}O^{4}$ mit 2 oder 3 Theilen $C^{4(n\pm1)}H^{4(n\pm1)}O^{4}$.

8) Eine Mischung von etwas mehr als drei Theilen der Säure $C^{4n}H^{4n}O^{4}$ mit etwas weniger als sieben Theilen der Säure $C^{4(n+1)}H^{4(n+1)}O^{4}$ besitzt denselben Schmelzpunkt, wie die Säure $C^{4n}H^{4n}O^{4}$.

9) Die Mischung von 9 Theilen $C^{4n}H^{4n}O^{4}$ mit 1 Theil $C^{4(n+1)}H^{4(n+1)}O^{4}$ erstarrt nadelig krystallinisch wie die von mir als eben ein solches Gemisch (von Palmitinsäure und Stearinsäure) erkannte Margarinsäure.

10) Werden gleiche Theile zweier fetten Säuren, die sich um $C^{4}H^{4}$ unterscheiden, mit einander gemischt, so erstarrt die Mischung grofsblätterig krystallinisch.

11) Gemische von 20 bis 30 Theilen $C^{4n}H^{4n}O^{4}$ mit 80 bis 70 Theilen $C^{4(n+1)}H^{4(n+1)}O^{4}$ erstarren äufserst fein nadelig krystallinisch.

12) Gemische von 60 Theilen $C^{4n}H^{4n}O^{4}$ mit 40 Theilen $C^{4(n+2)}H^{4(n+2)}O^{4}$ erstarren grofsblätterig krystallinisch.

Man kann den Einflufs der Mischung auf den Schmelzpunkt der Säuregemische durch eine Curve ausdrücken. Verlegt man den Anfangspunkt derselben, von der leichter schmelzenden Säure ausgehend, in die Abscisse, so wird in allen Fällen die Curve zuerst unter dieselbe herabsinken, dann sich wieder nach oben wenden, die Abscisse schneiden und nun allmälig über dieselbe

aufsteigen. Diese Curve bleibt für je zwei fette Säuren, die sich um C^4H^4 und die sich um C^8H^8 unterscheiden, nahezu dieselbe. Je gröfser aber der Unterschied der Zusammensetzung der beiden Säuren ist, um so früher tritt der tiefste Punkt der Curven ein.

Die Aehnlichkeit des Verhaltens der fetten Säuren in Bezug auf die Schmelzpunkte ihrer Mischungen mit den Metallen, die bekanntlich oft Legirungen geben, die leichter schmelzen als selbst das Metall in derselben, welches den niedrigsten Schmelzpunkt hat, dehnt sich auch auf die Mischungen von je drei Säuren aus.

Mischt man nämlich dasjenige Gemisch zweier fetten Säuren, welches den möglichst niedrigsten Schmelzpunkt besitzt, mit etwas irgend einer dritten fetten Säure, gleichgültig ob sie einen höheren oder niedrigeren Schmelzpunkt als eine der jenes Gemisch bildenden Säuren besitzt, so erniedrigt sich der Schmelzpunkt nochmals. Die folgenden Tabellen geben darüber den besten Ausweis.

Gemisch von Myristin- und Palmitinsäure vom Schmelzpunkt 46,2° C.	Stearinsäure, Schmelzpunkt 69,2° C.	Schmelzpunkt	Form der erstarrten Oberfläche
20 Theile	1 Theil	45,2° C.	unkrystallinisch
-	2 -	44,5	-
-	3 -	44	-
-	4 -	43,8	-
-	5 -	44,6	-
-	6 -	45,4	-
-	7 -	46	-
-	8 -	46,5	-

Gemisch von Myristin- und Laurinsäure vom Schmelzpunkt 35,1° C.	Palmitinsäure, Schmelzpunkt 62° C.	Schmelzpunkt	Form der erstarrten Oberfläche
20 Theile	1 Theil	33,9° C.	unkrystallinisch
-	2 -	33,1	-
-	3 -	32,2	-
-	4 -	32,7	-
-	5 -	33,7	-
-	6 -	34,6	-
-	7 -	35,3	-
-	8 -	36	-
-	9 -	37,3	undeutlich fein nadelig
-	10 -	38,6	fein nadelig

Die Ursache dieser Erniedrigung des Schmelzpunkts der fetten Säuren durch Beimischung einer fremden Säure kann nicht in Bildung chemischer Verbindungen derselben gesucht werden. Denn dann müfste man annehmen dürfen, dafs es Verbindungen selbst der Hydrate von dreien derselben gäbe, eine Annahme, die schwerlich einige Berechtigung hat. Auch finden sich in denjenigen Gemischen zweier fetten Säuren, die sich durch den möglichst niedrigen Schmelzpunkt auszeichnen, die beiden Säuren nicht in dem Verhältnifs einfacher Atomgewichte. Jene Ursache kann daher nur in dem physikalischen Verhalten der Molekel der fetten Säuren gefunden worden. Sie werden bei einer niedrigeren Temperatur gegen einander beweglich, wenn die Molekel einer anderen fetten Säure zwischen sie gelagert werden. *Hn.*

C. Auflösung.

A. Michel et L. Krafft. Mémoire sur les dissolutions salines. Ann. d. chim. (3) XLI. 471-483†.

Der Zweck der Untersuchung der Herren Michel und Krafft war, dem Techniker eine bequeme Methode an die Hand zu geben, um aus dem specifischen Gewicht einer Auflösung deren Salzgehalt zu bestimmen. Zu einer solchen Methode gelangten sie gestützt auf die Erfahrung, dafs bei allen Salzauflösungen, welche sie untersuchten, das specifische Gewicht der Auflösung dem Salzgehalt proportional war. Da aber diese Angabe in Widerspruch steht mit der von allen andern Experimentatoren bestätigten Thatsache, dafs beim Vermischen concentrirter Auflösung mit Wasser Contraction eintritt (siehe hierüber Kremers in Pogg. Ann. XCV. 113), so wird die erwähnte Methode nur annähernde, für technische Zwecke vielleicht ausreichende Genauigkeit gewähren können.

Sieht man davon ab, so läfst sich der Salzgehalt einer Auflösung aus ihrem specifischen Gewicht einfach berechnen, sobald man nur den Löslichkeitswinkel des betreffenden Salzes kennt. Trägt man nämlich für die Auflösung irgend eines Salzes die specifischen Gewichte als Abscissen, die zugehörigen Salzprocente als Ordinaten auf, so liegen die Endpunkte der letzteren nach

den Herren MICHEL und KRAFFT in einer Geraden (nach KREMERS in einer Curve), deren Winkel φ mit der Abscissenaxe als Löslichkeitswinkel bezeichnet wird. — Der Winkel φ kann für jedes Salz durch einen Versuch bestimmt werden; es ist nämlich $\tang \varphi = \frac{a}{s-1000}$, wenn a den Salzgehalt im Litre einer Auflösung vom specifischen Gewicht s bedeutet. Für jede andere Lösung desselben Salzes vom specifischen Gewicht s' ist dann

$$a' = (s'-1000) \tang \varphi.$$

Diese Methode wird von den Verfassern nun auch benutzt um den Salzgehalt bei 15° gesättigter Auflösungen aus ihrem specifischen Gewicht durch Rechnung zu finden, nachdem zuvor für dieselben Salze der Löslichkeitswinkel auf die oben erwähnte Weise bestimmt war. Wenn man ein Salz in Wasser auflöst, so ist das Volum der Auflösung fast immer kleiner als die Summe der Volume der Bestandtheile. Die Verfasser nehmen an, ohne einen Grund dafür anzuführen, dafs dabei nur das Salz eine Contraction erleide, das Volum des Wassers aber unverändert bleibe. Sie stellten Versuche an, um die Gröfse der Contraction für verschiedene Salze zu ermitteln. Dabei bestimmten sie das Volum von Salz und Wasser aus ihrem Gewicht durch Rechnung, ohne jedoch den Einflufs der Temperatur auf das Verhältnifs zwischen Gewicht und Volum zu berücksichtigen, so dafs nur angenähert richtige Resultate erhalten werden konnten. Von letzteren mag daher nur angeführt werden, dafs bei allen untersuchten Salzen Contraction, nur beim Salmiak Dilatation, beim Zucker aber keine merkbare Volumveränderung stattfindet. Am Schlufs des Aufsatzes stellen die Verfasser die Resultate ihrer Versuche in eine Tabelle zusammen, aus welcher wir nur den Salzgehalt im Litre der Auflösung, der einer Dichtigkeitszunahme um 100 entspricht, und das specifische Gewicht der bei 15° gesättigten Auflösungen (das specifische Gewicht des Wassers = 1000 gesetzt) mittheilen wollen. Es sind damit die Data gegeben, die Tangente des Löslichkeitswinkels, mithin auch den Salzgehalt der gesättigten, so wie jeder anderen Auflösung von bekanntem specifischem Gewicht zu berechnen.

	Salzgehalt bei 1100 specifischem Gewicht.	Specifisches Gewicht der gesättigten Auflösung bei 15°.
Essigsaures Bleioxyd	163,781gr	1236,673
Borsaures Natron (kryst.)	193,254	1019,919
Kohlensaures Natron (wasserfrei) .	107,047	1166,987
- - (kryst.) . .	278,006	1166,987
Chlorammonium	345,598	1075,209
Chlorbarium (wasserfrei)	116,196	1282,345
- (kryst.)	136,031	1282,345
Chlorzinn	161,179	1827,055
Chlorkalium	170,653	1180,949
Chlornatrium	153,745	1207,148
Neutrales chromsaures Kali . . .	131,017	1303,257
Saures chromsaures Kali	143,683	1061,805
Cyaneisenkalium	179,594	1144,089
Salpetersaures Bariumoxyd . . .	122,339	1063,977
- Kali	165,555	1134,036
- Bleioxyd	118,309	1390,071
Phosphorsaures Natron (kryst.) . .	252,109	1046,912
Kalialaun	212,040	1048,774
Schwefelsaures Ammoniak	201,283	1248,215
- Kupferoxyd (kryst.)	158,645	1185,913
- Magnesiumoxyd (kr.)	222,260	1275,211
- Kali	127,112	1077,443
- Natron (wasserfrei)	113,502	1108,470
- - (kryst.) . .	267,691	1108,470
- Zinkoxyd	189,939	1444,244
Candiszucker	263,943	1345,082

Wi.

P. Kremers. Versuch die relative Löslichkeit der Salze aus ihrer Constitution abzuleiten. Pogg. Ann. XCII. 497-520†; Chem. C. Bl. 1854. p. 704-704.

Hr. Kremers vergleicht die Wassermengen, welche zur Auflösung des Atomgewichts der wasserfreien Salze bei verschie-

denen Temperaturen erforderlich sind; und zwar stellt er sich zu dem Ende, unter Benutzung eigener und fremder Versuche über die Löslichkeit der Salze (die eigenen Versuche erstrecken sich auf folgende Salze: $SrCl$; SrO,NO_5; PbO,NO_5; AgO,NO_5; KO,BrO_5; $KO,2CrO_3$; NaO,ClO_5; $KO,2SO_3$; AgO,SO_3; LiO,CO_2), indem er die Temperaturen als Abscissen, die erforderlichen Wassermengen als Ordinaten aufträgt, Curven dar, welche das Gesetz des Zusammenhanges zwischen Temperatur und Löslichkeit graphisch versinnlichen. — Wollte man einen Einblick gewinnen in den Einfluſs der chemischen Zusammensetzung auf die Löslichkeitsverhältnisse, so muſste man diese Curven für verschiedene Salze ihrem Lauf und ihrer Lage nach mit einander vergleichen. Bei dieser Vergleichung findet der Verfasser, daſs der Lauf der Curven für alle Salze sehr viel Uebereinstimmung zeigt, nur erscheinen die Curven gegen einander verschoben, so daſs correspondirende Stücke derselben bei verschiedenen Salzen in verschiedene Temperaturintervalle fallen; und zwar liegt die Hauptkrümmung der Curven in um so höheren Temperaturen, je gröſser das Gewicht der positiveren Bestandtheile des Salzatoms ist. Demzufolge haben dann die Löslichkeitscurven in dem Theil der Temperaturscale, in welchem unsere Beobachtungen angestellt werden, eine scheinbar verschiedene Bildung, so daſs Durchkreuzungen stattfinden können. Diese Kreuzungspunkte sind von besonderem Interesse. Vergleicht man nämlich die Glieder gewisser zusammengehöriger Salzgruppen unter einander, so zeigt sich in vielen Fällen, daſs die Löslichkeit der Salzatome abnimmt mit der Zunahme des Gewichts der elektropositiveren Bestandtheile in denselben, zunimmt mit dem Gewicht der elektronegativeren. Dies Verhalten, welches Hr. Kremers das positive nennt (das negative tritt ein, wenn die Löslichkeit mit dem Gewicht der positiven Bestandtheile wächst), kann nun aber nach dem Obigen nicht im Verlauf der ganzen Temperaturscale statthaben. In Fällen, wo die Löslichkeitscurven sich kreuzen, muſs vielmehr über den Kreuzungspunkt hinaus das Entgegengesetzte eintreten, weil nun die Curve, welche zuvor die untere war, zur obersten geworden ist.

Je nachdem für zwei Salze der positive Kreuzungspunkt, welcher den Uebergang aus dem positiven ins negative Verhalten anzeigt, im untern oder obern Theil der Temperaturscale liegt, wird sich bei ihrer Vergleichung für mittlere Temperaturen ein im obigen Sinne negatives oder positives Verhalten ergeben müssen. Daraus geht dann hervor, dafs eine analoge Differenz in der chemischen Zusammensetzung scheinbar einen entgegengesetzten Einflufs auf die Löslichkeitsverhältnisse haben kann. — Uebrigens liegt, wie die Hauptkrümmung der Curven, auch der Kreuzungspunkt derselben bei vergleichbaren Salzen in um so höherer Temperatur, je gröfser das Gesammtgewicht der positiveren Bestandtheile ist.

Da das Vorhandensein von Löslichkeitsmaximis den Curven eine eigenthümliche, die Durchkreuzung veranlassende Wendung giebt, so bringt Hr. Kremers dasselbe überhaupt in Zusammenhang mit der Entstehung und Lage der Kreuzungspunkte. Er vermuthet, dafs die Löslichkeitscurven aller Salze solche Maxima aufweisen, die aber in sehr verschiedenen Theilen der Scale liegen. Beobachtet werden sie vorzugsweise bei Salzen, deren Metalle ein kleines Atomgewicht haben; vermuthlich liegen sie für Salze, deren positiver Bestandtheil ein gröfseres Gewicht hat, in höherer Temperatur und sind deshalb nicht wahrnehmbar. Auch macht der Verfasser aufmerksam auf einen Zusammenhang der Uebersättigung mit den Löslichkeitsmaximis. Beide treten vorzugsweise bei denselben Salzen auf; auch soll Uebersättigung nur bei Temperaturen vorkommen, welche unterhalb der Löslichkeitsmaxima liegen. *Wi.*

P. Kremers. Ueber einige physikalische Eigenschaften des salpetersauren Lithions. Pogg. Ann. XCII. 520-521†; Chem. C. Bl. 1854. p. 704-704; Inst. 1854. p. 364-364; Z. S. f. Naturw. IV. 230-230; Erdmann J. LXIII. 251-251.

Das salpetersaure Lithion bildet leicht übersättigte Auflösungen, welche so beständig sind, dafs sie durch Schütteln, oft selbst durch Hineinwerfen eines gleichartigen Krystalls nicht zum

Anschiefsen gebracht werden. Beim Krystallisiren wird viel Wärme frei; einmal stieg die Temperatur der Lösung dabei von 1 bis 27°. — Ueber 10 bis 15° krystallisirt das salpetersaure Lithion in rhombischen Säulen, unter 10° in Rhomben, zeigt also in dieser Beziehung Uebereinstimmung mit dem Verhalten des salpetersauren Kalis. *Wi.*

J. J. Tipp. Ueber die Auflöslichkeit des wasserhaltigen und des wasserfreien schwefelsauren Kalks in reinem Wasser. Dingler J. CXXXIII. 464-465†; Wittstein Vierteljahrschr. f. prakt. Pharm. III. 506; Arch. d. Pharm. (2) LXXXII. 50-51; N. Jahrb. d. Pharm. II. 375-377.

Nach dem Verfasser ist in der gesättigten Auflösung des Gypses und des Anhydrits gleich viel wasserfreier schwefelsaurer Kalk enthalten (bei 10 bis 15° 0,203 Proc.). Beim Erwärmen trübt sich die Auflösung nicht; Trübung tritt vielmehr erst ein beim Abdampfen; zugleich wird aber auch die Flüssigkeit concentrirter, und zwar scheidet sich auch nach mehrtägigem Stehen das überschüssige Salz nicht aus; die Auflösung bleibt also übersättigt. *Wi.*

A. Lieben. Ueber die Ursache des plötzlichen Erstarrens übersättigter Salzlösungen unter gewissen Umständen. Wien. Ber. XII. 771-785†, 1087-1089†; Chem. C. Bl. 1854. p. 838-842; Polyt. C. Bl. 1855. p. 181-182; Z. S. f. Naturw. IV. 460-461; Arch. d. Pharm. (2) LXXXIII. 167-169.

Uebersättigte Auflösungen werden bekanntlich durch verschiedene Ursachen, so namentlich durch Umrühren mit einem Glasstabe, durch Hinzutreten von Luft etc. zum Erstarren gebracht. Veranlassung der Ausscheidung des Salzes sind nach der Ansicht des Verfassers in allen diesen Fällen vorhandene Staubtheilchen, an denen sich die Auflösung verdichtet, wodurch dann eine gegenseitige Annäherung der Molecüle bewirkt wird. Diese Ansicht soll durch folgende Thatsachen ihre Bewährung finden.

Eine übersättigte Glaubersalzlösung, welche beim Eintauchen eines festen Körpers leicht in Krystallen anschiefst, erstarrt nicht beim Umrühren mit einem von Anfang an darin befindlichen Glasstabe, oder beim Eintauchen eines zuvor erhitzten, nachgehends erkalteten. — Der erhitzte Stab erlangt seine Wirksamkeit auf die Auflösung wieder, wenn er zuvor mit Staubtheilchen in Berührung gebracht war. — War der Glasstab zuvor mit Schwefelsäure abgespült, dann unter Abhaltung alles Staubes getrocknet, so zeigt er sich ebenfalls unwirksam.

Liefs man atmosphärische Luft im gewöhnlichen Zustande durch die übersättigte Lösung treten, so schied sich sofort Salz aus; war dagegen die Luft zuvor über glühendes Kupferoxyd, dann durch Schwefelsäure geleitet, so erwies sie sich unwirksam. — Zusatz von Flüssigkeiten rief keine Krystallisation hervor, wenn nicht etwa das Salz in der zugesetzten Flüssigkeit unlöslich war, und dadurch Ausscheidung veranlafst wurde.

Blofse mechanische Erschütterung ist nicht im Stande das Erstarren übersättigter Auflösungen herbeizuführen, wenn nicht durch das Schütteln zugleich Beimischung stauberfüllter Luft bewirkt wird. Nach Prof. Schrötter soll auch bis — 12° abgekühltes Wasser im luftleeren Raum beim Schütteln nicht fest werden. — Schütteln mit Rufs, Platinmohr und andern feinzertheilten Körpern leitete die Krystallisation ebenfalls ein; wurden aber die Krystalle durch Erwärmen über dem Pulver wieder aufgelöst, so erwies sich letzteres beim abermaligen Erkalten unwirksam. — Schütteln mit in der Flüssigkeit selbst gefälltem schwefelsaurem Baryt soll eine Ausscheidung der Krystalle nicht veranlassen.

Die Erscheinung der Uebersättigung einer Glaubersalzauflösung erklärt der Verfasser zwar übereinstimmend mit Loewel [1]) aus der Bildung eines Salzes mit 7 Atomen Hydratwasser, entwickelt indefs eigenthümliche Ansichten über dessen Entstehung. Diese kommen im Wesentlichen darauf hinaus, dafs das 7atomige Salz nur bei Ermangelung freien Wassers bestehen könne, sich

1) Berl. Ber. 1853. p. 133.

überhaupt stets da bilde, wo nicht Wasser genug vorhanden ist um alles schwefelsaure Natron als 10atomiges Salz in Lösung zu erhalten. Diese Ansicht wird zur Erklärung vieler einzelner Vorkommnisse benutzt; sie führt dann auch zu der Behauptung, dafs eigentlich immer nur eine gesättigte Auflösung des 7- und 10atomigen Salzes, niemals eine wahrhaft übersättigte Lösung vorhanden sei. Es sei daher auch nicht nöthig mit Berthollet die Trägheit der Molecüle als Ursache der Uebersättigung anzunehmen. Doch wird eingeräumt, dafs diese Auffassung der Vorgänge nicht ausreiche, das Flüssigbleiben des Wassers unter 0° zu erklären. *Wi.*

Thury. Note sur quelques expériences destinées à distinguer les cas où une substance est dissoute dans l'eau de ceux où elle est seulement suspendue. Verh. d. schweiz. naturf. Ges. 1854. p. 91-91†.

Hr. Thury findet, dafs Gummi arabicum den Siedepunkt des Wassers nicht verändert; er schliefst daraus, dafs das Gummi arabicum sich mit dem Wasser nur mengt, nicht aber sich darin auflöst. *Kr.*

D. Condensation.

E. Absorption.

F. Sieden, Verdampfen.

J. A. Groshans. Betrachtungen über einige physikalische Eigenschaften der Körper, besonders hinsichtlich der Frage: Sind die sogenannten elementaren Körper wirklich einfache? Pogg. Ann. Erg. IV. 468-506†.

Hr. Groshans fafst in diesem Aufsatz das Resultat von Betrachtungen, die bereits früher veröffentlicht wurden, auch in

diesen Berichten mehrfach Erwähnung gefunden haben[1]), — wie er sagt, zu einer Theorie zusammen; über diese kann jedoch im Auszuge nicht berichtet werden, da dieselbe durchaus ohne leitenden Gedanken, nur in einer Zusammenstellung zufällig aufgefundener, an und für sich ganz interessanter Uebereinstimmungen besteht. Wir beschränken uns darauf, mitzutheilen, durch welche Folgerungen Hr. GROSHANS zu der Ansicht gelangt, dafs Chlor, Brom, Jod und die Metalle zusammengesetzte Körper seien, wobei zugleich eine Angabe gemacht wird über die Anzahl der in jedem dieser bisher für elementar gehaltenen Stoffe verbundenen Atome.

Hr. GROSHANS hat gefunden, dafs die Dampfdichte einer beliebigen Verbindung

$$pA + qA' + rA'' + sA''' + \ldots$$

ausgedrückt werden könne durch die Formel

$$d = x(pa + qa' + ra'' + sa''' + \ldots).$$

Er nennt x, welches für verschiedene Verbindungsklassen verschiedene, aber für die Verbindungen derselben Klasse constante Werthe erhält, die Deviation, a, a', a'' etc. mit einer willkürlich und nicht ganz passend gewählten Bezeichnung die Siedäquivalente der Atome A, A', A'' etc. Das Siedäquivalent der Atome C, H, O ist gleich und wird zur Einheit genommen; für eine Verbindung $pC + qH + rO$ ergiebt sich also die Dampfdichte $d = x(p + q + r)$. Wendet man diese Formel auf den Aether an und setzt für diesen $x = 1$, so kann man die Dampfdichte aller andern Verbindungen durch Rechnung finden, sobald nur die Siedäquivalente ihrer Bestandtheile und die der Verbindungsklasse zugehörige Deviation (x) bekannt sind. Dabei ist aber zu berücksichtigen, dafs nur Dämpfe von gleicher Condensation (2 Vol. zu 1 Vol.) mit einander verglichen werden dürfen.

In einer hier nicht näher angebbaren Weise findet der Verfasser die Siedäquivalente:

für Chlor . = 14
für Jod . . = 43

[1]) Berl. Ber. 1849. p. 87, 1850, 51. p. 280, 1853. p. 24.

für Brom . = 30
für Stickstoff = 3

und schliefst nun daraus, indem er annimmt, dafs jedes wahrhaft einfache Atom das Siedäquivalent 1 haben müsse, auf die Zusammengesetztheit dieser Substanzen aus so viel einfachen Atomen als ihre Siedäquivalente Einheiten haben. *Wt.*

W. Delffs. Siedepunkte, specifische Gewichte und Brechungsexponenten einiger organischer Flüssigkeiten. N. Jahrb. f. Pharm. I. 1-16; Chem. C. Bl. 1854. p. 274-277†; Arch. d. Pharm. (2) LXXX. 43-44; Liebig Ann. XCII. 277-279.

Der Verfasser theilt als Beitrag zu den Untersuchungen über Zusammenhang der chemischen Zusammensetzung und der physikalischen Eigenschaften folgende Uebersicht der bei Bestimmung der Siedepunkte, der specifischen Gewichte und der Brechungsexponenten verschiedener organischer Verbindungen erhaltenen Resultate mit. Der Brechungsexponent (für den rothen Strahl) wurde mittelst des in Pouillet-Müller's Lehrbuch beschriebenen Apparats bestimmt; bei den Angaben über specifische Gewichte ist das Gewicht des Wassers von gleicher Temperatur zur Einheit genommen.

Name	Formel	Siedepunkt	Barometerstand	Spec. Gewicht	Temperatur	Brechungsexponent
Essigsäure	$C_4H_3O_3+HO$	116° C.	27'' 10,2'''	1,0635	10° C.	—
Buttersäure	$C_8H_7O_3+HO$	156	28 0,6	0,973	7	—
Valeriansäure	$C_{10}H_9O_3+HO$	174,5	28 1,8	0,935	15	1,3952
Methyloxydhydrat	C_2H_3O+HO	60,5	27 7,7	0,8052	9,5	1,3269
Aethyloxydhydrat	C_4H_5O+HO	78,25	28 0,2	0,809	5	1,3601
Amyloxydhydrat	$C_{10}H_{11}O+HO$	132	28 3,7	0,818	14	1,4024
Aethyloxyd	C_4H_5O	35	28 3,4	0,728	7	1,3551
Essigsaures Methyloxyd	$C_2H_3O+C_4H_3O_3$	—	—	—	—	1,3576
Buttersaures Methyloxyd	$C_2H_3O+C_8H_7O_3$	93	27 6,0	—	—	1,3752
Ameisensaures Aethyloxyd	$C_4H_5O+C_2HO_3$	53	27 2,1	—	—	1,3570
Essigsaures **Aethyloxyd**	$C_4H_5O+C_4H_3O_3$	74	27 11,1	0,8922	15	1,3672
Buttersaures Aethyloxyd	$C_4H_5O+C_8H_7O_3$	113	—	—	—	1,3778
Valeriansaures Aethyloxyd	$C_4H_5O+C_{10}H_9O_3$	131,5	27 1,7	0,870	13,5	1,5235
Oenanthsaures Aethyloxyd	$C_4H_5O+C_{18}H_{17}O_3$	224	27 8,1	0,8725	15,5	1,4144
Laurostearinsaures Aethyloxyd . . .	$C_4H_5O+C_{24}H_{23}O_3$	269	27 8,6	0,8671	19	1,4240
Ameisensaures Amyloxyd	$C_{10}H_{11}O+C_2HO_3$	114	28 5,6	0,884	15	—
Essigsaures Amyloxyd	$C_{10}H_{11}O+C_4H_3O_3$	133	28 1,0	0,863	10	1,3904
Buttersaures Amyloxyd	$C_{10}H_{11}O+C_8H_7O_3$	176	28 2,9	0,852	15	1,4024
Oxalsaures Methyloxyd	$C_2H_3O+C_2O_3$	163,5	28 1,9	—	—	—
Oxalsaures Aethyloxyd	$C_4H_5O+C_2O_3$	186	27 10,7	1,086	12	1,3803
Oxalsaures Amyloxyd	$C_{10}H_{11}O+C_2O_3$	265	28 0,2	0,968	11	1,4168
Spirsaures Methyloxyd	$C_2H_3O+C_{14}H_5O_5$	221	28 1,3	1,1843	20,5	1,5235
Benzoësaures Aethyloxyd	$C_4H_5O+C_{14}H_5O_3$	207	27 6,4	1,049	14	1,4986

Wi.

C. Brame. Sur la limite de la vaporisation du mercure. C. R. XXXIX. 1013-1016†; Cosmos V. 592-592; Phil. Mag. (4) IX. 157-159; Arch. d. sc. phys. XXVIII. 43-47; Pogg. Ann. XCIV. 468-472; Chem. C. Bl. 1855. p. 288-288; Silliman J. (2) XIX. 408-409; Arch. d. Pharm. (2) LXXXIII. 333-334, LXXXIV. 183-183.

Faraday glaubte aus seinen unter Anwendung von Blattgold angestellten Versuchen schliefsen zu können, dafs die Dampfsphäre, welche das Quecksilber umgiebt, eine Gränze habe, bei Temperaturen unter 0° aber eine Verdampfung desselben überhaupt nicht mehr stattfinde. Hieraus hat man Folgerungen gezogen bezüglich der nothwendigen Begränzung der Atmosphären im Allgemeinen, andrerseits daran die Vermuthung geknüpft, dafs es für die verschiedenen Substanzen Gränztemperaturen gebe, unterhalb deren sie nicht mehr verdampfen könnten.

Hr. Brame hat diese Angaben von Faraday berichtigt, nachdem er in seinem utricularen Schwefel [1]) ein für Quecksilberdämpfe, durch deren Anwesenheit er gebräunt wird, das Blattgold an Empfindlichkeit übertreffendes Reagens aufgefunden hatte.

In mittleren Temperaturen, z. B. im Keller des Pariser Observatoriums (bei 11,5°), wurde der utriculare Schwefel noch in einem Abstande = 1,76^{m} vom Quecksilber nach 4 Monaten vollständig gebräunt gefunden. Bei —8° wurde der Schwefel im Abstand mehrerer Centimeter vom Quecksilber durch dessen Dämpfe geröthet. — Bei Anwendung von Joddämpfen statt des Schwefels erschien die Atmosphäre des Quecksilbers allerdings begränzt; doch erklärt sich dies nach der Ansicht des Hrn. Brame aus der grofsen Dichtigkeit der Jodquecksilber- und Joddämpfe, welche die Dämpfe des Quecksilbers bis zu einer bestimmten, für verschiedene Temperaturen verschiedenen Gränze herabdrücken.

Wi.

[1]) Berl. Ber. 1853. p. 8.

G. Leidenfrost'scher Versuch.

A. H. Church. On the spheroidal state of bodies. Phil. Mag. (4) VII. 275-278†.

Eine Lösung von Schwefelnatrium färbt Silber in der Kälte sofort schwarz; eine glühende silberne Schale wird durch einen Tropfen Schwefelnatriumlösung nicht geschwärzt. Löst man eine unorganische Säure in Aether auf, und bringt den Aether auf eine verdünnte wässerige Lösung von Lackmus von nahe 80° C., so verändert diese ihre blaue Farbe nicht. Läfst man vorsichtig aus geringer Höhe einen Tropfen eisenoxydhaltige Zuckerlösung auf eine schwefelcyankaliumhaltige Zuckerlösung fallen, so schwimmt der Tropfen auf der letzteren Flüssigkeit, und es tritt keine rothe Färbung ein. — Ein Tropfen geschmolzenes Blei dagegen, welches nicht verdampft, wirkt auf ein glühendes Platinblech augenblicklich ein, und durchbohrt dasselbe. *Kr.*

A. Normandy. On the spheroidal state of water in steam-boilers. Phil. Mag. (4) VII. 283-286†; Arch. d. sc. phys. XXVI. 60-62*; Dingler J. CXXXIII. 329-331†.

Hr. Normandy theilt einige von ihm selbst und von anderen gemachte Beobachtungen mit, welche beweisen, dafs Wasser in einem zu stark erhitzten Kessel aus dem gewöhnlichen in den sphäroidalen Zustand übergehen kann, und dafs also zum Eintreten des sphäroidalen Zustandes ein Erhitzen des Kessels, bevor das Wasser hineinkommt, nicht nothwendig ist.

Hr. Normandy sah einen neuen eisernen Dampfkessel von 18 Fufs Länge und $\frac{1}{4}$ Zoll Wanddicke, der mit der richtigen Quantität Wasser gefüllt war, in Folge zu starken Heizens rothglühen. Der Kessel enthielt zur Sicherheit ein bleiernes Niet von 1 Zoll Durchmesser. Dieses war geschmolzen; aus der entstandenen Oeffnung trat jedoch kein Wasser aus. Erst als die Hitze nachgelassen hatte, ergofs sich das Wasser mit fast explosiver Gewalt in Strömen aus dem Loche.

Hr. A. Gordon soll ferner folgenden Versuch gemacht haben. Ein Cylinder mit verticaler Axe enthielt in verschiedenen Höhen

vier Hähne. Der Cylinder wurde zum gröfsten Theile mit Wasser gefüllt und erhitzt. Beim Oeffnen der Hähne flofs aus den drei untersten Wasser, aus dem obersten Dampf. Als aber der Cylinder einem stärkeren Feuer ausgesetzt war, liefsen die drei obersten Hähne beim Oeffnen Wasser ausströmen und der unterste Dampf. *Kr.*

---

8. Hydromechanik.

Plateau. Sur les phénomènes que présente une masse liquide libre et soustraite à l'action de la pesanteur. Bull. d. Brux. XXI. 2. p. 1051-1059 (Cl. d. sc. 1854. p. 606-613); Cosmos II. 190-196, VIII. 349-352, 388-392, 527-532. Siehe Berl. Ber. 1846. p. 77, 1849. p. 49.

Davidof. Sur le maximum du nombre des positions d'équilibre d'un prisme triangulaire, homogène, plongé dans un fluide. Bull. d. St. Pét. XIII. 153-156†.

Bouniakowsky hat nachgewiesen (Berl. Ber. 1850, 51. p. 156), dafs das Maximum der möglichen Gleichgewichtslagen eines mit horizontaler Axe in einer Flüssigkeit schwimmenden homogenen, geraden, dreiseitigen Prismas höchstens 15, wahrscheinlich aber nur 12 sei. Hr. Davidof zeigt nun in der vorliegenden Arbeit, dafs das Maximum der Anzahl der Gleichgewichtslagen eines solchen Prismas in der That, wie Bouniakowsky vermuthet hatte, die Zahl 12 nicht übersteigen kann. Er entwickelt zunächst die Bedingungsgleichung des Gleichgewichtes für den Fall, wo nur eine Kante des Prismas, C, eingetaucht ist, und findet, dafs diese Gleichung nur dann drei reelle und positive Wurzeln haben kann, dafs also nur dann im gedachten Falle drei Gleichgewichtslagen möglich sind, wenn sowohl

$$\varrho > \frac{a^2 - c^2 + b^2}{2a^2}$$

als auch

$$\varrho > \frac{a^2 - c^2 + b^2}{2b^2}$$

ist, worin ϱ das Verhältnifs der specifischen Gewichte des Prismas und der Flüssigkeit, und a, b und c die Seiten des Querschnittes des Prismas bezeichnen, dafs aber höchstens zwei reelle und positive Wurzeln, also auch nur zwei Gleichgewichtslagen möglich sind, wenn die gedachten beiden Bedingungen nicht gleichzeitig erfüllt werden. Ein Paar analoger Bedingungen ergiebt sich für jeden der anderen Fälle, wo eine der anderen Kanten oder wo eine der Seitenflächen mit zwei Kanten eingetaucht ist, so dafs diese sechs Fälle zu zwölf Bedingungen der obigen Form führen. Es findet sich aber, dafs je zwei dieser Bedingungen einander widersprechen, und der Verfasser schliefst daraus, dafs in jedem der sechs Fälle höchstens zwei, überhaupt also höchstens zwölf Gleichgewichtslagen des schwimmenden Prismas möglich seien. *Bx.*

A. B. Hydrostatical problem. Mech. Mag. LX. 85-85†, 147-149†.

Diese Aufgabe, hinsichts welcher am erstcitirten Orte Aufklärung gewünscht wird, betrifft die Lage, in welcher ein gerades Prisma mit trapezförmigem Querschnitt von Holz, dessen specifisches Gewicht gegen Wasser $\frac{1}{2}$ ist, im Wasser schwimmt. Am zweitcitirten Orte wird von einem Anonymus A. B. die Bedingungsgleichung der Gleichgewichtslage eines solchen schwimmenden Prismas für den Fall, dafs drei Kanten desselben eingetaucht sind, und die Bedingung der Stabilität des Gleichgewichtes auf elementarem Wege entwickelt. Auf eine Discussion der verschiedenen möglichen Gleichgewichtslagen und auf die Ermittelung ihrer Anzahl geht der Verfasser nicht ein. Die Frage hat mehr mathematisches als physikalisches Interesse. *Bx.*

P. du Bois-Reymond. Untersuchungen über die Flüssigkeiten, über deren innere Strömungserscheinungen, über die Erscheinungen des stillstehenden Tropfens, der Ausbreitung und Vertreibung. p. 1-67. Berlin 1854.

Diese als besondere Broschüre erschienene Schrift beschäftigt sich mit Bewegungserscheinungen an Flüssigkeiten, welche in der Mitwirkung der innern Reibung, der Cohäsion der Theilchen ihre Erklärung finden, und liefert interessante Beiträge zur Kenntnifs dieser bisher fast noch gar nicht studirten Phänomene. Eine erschöpfende mechanische Theorie der Bewegung der Flüssigkeiten unter Berücksichtigung der Reibung zu geben, konnte bei dem gegenwärtigen Zustande dieses Zweiges der Physik natürlich nicht die Absicht des Verfassers sein; dieselbe geht vielmehr nur dahin, durch einfache Betrachtungen den Vorgang bei einer Reihe hierher gehöriger Phänomene zu erläutern.

Die Schrift zerfällt, wie auch der Titel andeutet, in drei gesonderte, wiewohl in innerem Zusammenhange stehende Abhandlungen.

Die erste Abtheilung untersucht die partiellen Strömungen innerhalb einer Flüssigkeit, welche, durch irgend eine Kraft erzeugt, in ihrem weiteren Verlaufe wesentlich durch die innere Reibung der Theilchen bedingt sind, und vornehmlich den Fall, wo bei solchen Strömungen dynamisches Gleichgewicht eingetreten, oder nach der Ausdrucksweise der französischen Hydrauliker die Bewegung permanent geworden ist, wo also Geschwindigkeit und Bewegungsrichtung von einem Punkte zum anderen wechseln, und auch die einzelnen Theilchen gleiche Strecken ihrer Bahn verschieden schnell zurücklegen dürfen, an ein und demselben Punkte der Flüssigkeit aber sich stets Theilchen von gleicher Geschwindigkeit und Bewegungsrichtung befinden. Der Verfasser hebt hervor, dafs in dem Falle eines solchen Gleichgewichts zwischen den Kräften, welche die Flüssigkeit angreifen, und denen, welche sie entgegensetzt, die Oberfläche, wenn sie überhaupt aufhört eben zu sein, nothwendig wenigstens eine feste Gestalt annehmen mufs, und daher die ganze Flüssigkeit von unveränderlicher Form ist. Daraus folge, dafs durch eine beliebig hindurch gelegte Ebene in irgend einer Richtung stets gleich viel Flüssigkeit

nach entgegengesetzten Seiten durchgeht, dafs ferner die Widerstandskräfte und der hydrostatische Druck, der im Ueberschufs vorhanden ist, gerade so grofs sein müssen als die wirkenden Stofskräfte. Er drückt sodann diese Beziehungen in Formeln aus, die wir hier übergehen, da positive Resultate aus denselben im weiteren Verlaufe der Untersuchung nicht hergeleitet werden.

Der Verfasser geht dann zur speciellen Erörterung des Einflusses über, den die Cohäsion der Theilchen auf die Bewegung ausübt. Seine Betrachtung ist etwa folgende. Denkt man sich ein Theilchen der Flüssigkeit verschoben, so wird dasselbe, da die Molecularkräfte bestrebt sind, die Theilchen in gewissen Entfernungen von einander zu halten, auf alle benachbarte Theilchen einwirken, indem es dieselben theils fortzuschieben, theils nach sich zu ziehen strebt, und umgekehrt auch einen Widerstand von denselben erfahren. Irgend eine, nur nicht normal gegen die Tangentialrichtung seiner Bahn, durch das Theilchen gelegte Linie wird zwei benachbarte Theilchen treffen, von denen das eine fortgeschoben, das andere nachgezogen wird. Die Widerstände, welche beide dem bewegten Theilchen leisten, wirken in demselben Sinne; man kann sie daher in eine einzige zusammengefafst denken, gleich als ob nur von den nachgezogenen Theilchen ein, und zwar ein stärkerer, Trennungswiderstand, von dem vorliegenden fortgeschobenen Theilchen dagegen kein Widerstand geleistet würde. Werden nun alle diese auf das bewegte Theilchen wirkenden Widerstandskräfte in Componenten längs der Tangentialrichtung der Bahn des Theilchens und normal dagegen zerlegt, so liegen alle diese normalen Componenten in einer gegen die Tangentialrichtung der Trajectorie des Theilchens normalen Ebene und bilden in derselben die Radien vectoren einer geschlossenen Curve, deren Gestalt von der Lage des betrachteten Theilchens gegen die Wände und gegen die Oberfläche der Flüssigkeit, von den etwa schon vorhandenen anderweitigen Strömungen in der Flüssigkeit und bei nicht homogenen Flüssigkeiten von den Verschiedenheiten der Zähigkeit abhängt. Der Radius vector dieser Curve wird nach der Richtung hin, wo aus diesen Ursachen, oder aus einigen derselben, der Trennungswiderstand im obigen Sinne am gröfsten ist, ein absolutes Maximum

haben; und wenn man aus allen diesen normalen Widerstandscomponenten die Resultante bildet und diese wieder mit den längs der Tangentialrichtung wirkenden Widerstandscomponenten und mit der die Bewegung erzeugenden Kraft zusammensetzt, so wird ihre Resultante, also die Resultante aller auf das Theilchen wirkenden Kräfte und Widerstände, nach der Gegend der schwereren Trennbarkeit hin gerichtet sein. Die Bahn eines einzelnen, durch einen Stofs in Bewegung gesetzten Theilchens wird also stets nach der Gegend hin abgelenkt werden, wo der Trennungswiderstand am gröfsten ist.

Diese Betrachtungen werden sodann in ähnlicher Weise auf fadenförmige, auf flächenförmige und endlich auf Strömungen mit prismatischem Querschnitt durchgeführt, für welche der Verfasser folgende allgemeine Gesetze entwickelt.

1) Eine solche Strömung dehnt sich beim Fortschreiten aus, so dafs ihr Querschnitt an Flächeninhalt gewinnt.

2) Die Strömungsgeschwindigkeit nimmt von der Axe des Prismas nach der Oberfläche hin ab.

3) Wenn in dem Raume zwischen zwei in der Axe des Prismas zusammentreffenden Ebenen der Trennungswiderstand der Theilchen am gröfsten ist, so wird die Axe der prismatischen Strömung eine Knickung in diese Gegend des gröfsten Widerstandes hin erfahren.

4) Wenn zwei gleich gerichtete Strömungen nahe bei einander in der Flüssigkeit bestehen und sonst alles um sie herum symmetrisch ist, so stofsen sie sich gleichsam ab, und kehren einander die convexe Seite zu.

5) Entgegengesetzte parallele Strömungen dagegen ziehen sich unter gleichen Umständen gleichsam an und kehren einander die concave Seite zu.

6) Zwei Strömungen, die in einem Winkel auf einander zueilen oder von einander streben, kehren sich stets ihre Convexität zu.

7) Zwei Strömungen, deren eine auf den Scheitel des Winkels gerichtet ist, während die andere ihn verläfst, kehren sich ihre Concavität zu.

Wir müssen erwähnen, dafs der Verfasser bei diesen Be-

trachtungen meist nur von Widerstand schlechthin spricht, wodurch seine Folgerungen, außer dem Zusammenhang betrachtet, paradox erscheinen; wir glauben aber nicht fehlzugreifen, wenn wir annehmen, daſs er den Widerstand überall, wie wir schon oben andeuteten, auf den Widerstand der nachgezogenen Theilchen übertragen wissen will.

Mit Hülfe dieser Gesetze werden dann verschiedene bestimmte Fälle von Strömungen erörtert. Zunächst wird der Fall eines gewöhnlichen Strudels betrachtet, wie er entsteht, wenn das Bett eines Wasserlaufes eine plötzliche Erweiterung, z. B. eine Bucht, darbietet. Der Strom wird dann nach dem Eintritte in diese Erweiterung den obigen Gesetzen gemäſs sich ausbreiten; die äuſsersten seitlichen Stromfäden wenden sich mit concaver Krümmung dem ruhenden Wasser zu, weil ihnen dasselbe einen gröſsern Reibungswiderstand bietet als die ihnen benachbarten und in gleichem Sinne sich bewegenden Stromfäden, bis endlich ihre Richtung der ursprünglichen parallel, aber entgegengesetzt geworden. Dann betrachtet der Verfasser die Strömung als eine Winkelströmung, zusammengesetzt aus einer auf dem oben angedeuteten Wege diesem Punkte zuströmenden und aus einer von diesem Punkte sich entfernenden; letztere muſs nun nach dem letzten der obigen Gesetze eine concave Krümmung gegen die erste Hälfte der Strömung annehmen, bis sie abermals der ursprünglichen Richtung des Stromes parallel und diesmal gleich gerichtet ist; von nun an hat der betrachtete Stromfaden zur einen Seite stets eine gleichsinnig laufende Strömung, zur anderen Seite ruhendes Wasser und in gröſserer Entfernung eine entgegengesetzt laufende Strömung; er muſs sich also immer mehr krümmen und spiralförmig einem mittleren Punkte zueilen. Hörte der Strom plötzlich zu flieſsen auf, so würden die Windungen der Spirale sich erweitern und wieder abwickeln; findet dies aber nicht statt, so werden die Theilchen der Spirale durch die stets nachfolgenden gezwungen dauernd eine drehende Bewegung anzutreten, und es entsteht ein Strudel, der, wie eine jede rotirende Wassersäule, eine trichterförmige Einsenkung der Oberfläche zeigt. Der Verfasser schlieſst daran die Bemerkung, daſs eine jede in einer hinreichend groſsen Wassermenge erzeugte

Strömung den oben angeführten Gesetzen gemäfs in einer Spirale endigen mufs; die Strudelbildung sei in der Hand der Reibung das Mittel, wie sie die ruhestörenden Einflüsse innerhalb ihres Gebietes überwältigt.

In ähnlicher Weise wird dann der Fall einer cylindrischen Strömung in einer unbegränzten Flüssigkeit behandelt, bei welcher die Tangentialrichtung der Theilchen parallel ist der Axe des Cylinders, und bei welcher der normale Widerstand um die Axe herum nirgends überwiegt. Es genügt hier einen durch die Axe gehenden Längsschnitt zu betrachten. War der Strom Folge eines einzelnen Stofses, so dehnt er sich allmälig in die Breite aus und endet beiderseits in einen Strudel. Wenn die Stofskraft aber dauernd war, so sind die Vorgänge complicirter; der Strom endet zwar auch hier stets in zwei Strudeln, aber erst in gröfserer Entfernung, nachdem er auf seinem Laufe absatzweise Paare von Seitenstrudeln gebildet.

Der Verfasser macht dann darauf aufmerksam, dafs diese Gesetze mit den Erscheinungen, welche Magnus an Flüssigkeitsstrahlen, die in eine ruhende Flüssigkeit treten, beobachtet hat (siehe Berl. Ber. 1850, 51. p. 173), nicht im Widerspruch ständen, und zeigt endlich, dafs dieselben auch mit Dove's Theorie der Stürme vollkommen in Einklang seien, und unterwirft die Entstehung der Wirbel einer näheren Erörterung.

Die beiden anderen Abhandlungen beschäftigen sich mit Erscheinungen, die seither nicht blofs nicht untersucht, sondern die, soweit uns bekannt, vom Verfasser auch zuerst beobachtet worden.

Die erste dieser Erscheinungen, die der Verfasser die Erscheinung des stillstehenden Tropfens nennt, ist folgende. Befinden sich in einem hohen Gefäfse zwei Flüssigkeitsschichten über einander, wo also natürlich die Dichte der unteren Flüssigkeit ϱ_2 gröfser sein mufs als die der oberen ϱ_1, und man läfst an der Oberfläche der oberen Flüssigkeit einen Körper fallen, dessen Dichte ϱ noch etwas gröfser ist als die der unteren Flüssigkeit ϱ_2, so nimmt derselbe beim Herabsinken in Folge des Widerstandes der Flüssigkeit sehr bald eine gleichförmige Geschwindigkeit an, mit der er der Trennungsfläche beider Flüssigkeiten zueilt. Man sollte erwarten, dafs er diese Bewegung bis

zum Durchgange durch diese Fläche beibehalten und dann in der unteren Flüssigkeit mit nur etwas geringerer Geschwindigkeit weiter sinken werde. Die Beobachtung ergab indefs ein anderes Verhalten; als der Körper jene Scheidungsfläche erreichte, sank er nicht sofort weiter, sondern prallte von dieser Fläche, wie von einem festen Körper, zurück, blieb dann einige Augenblicke bewegungslos und sank darauf in der unteren Flüssigkeit weiter, als wäre er von vorn herein in dieselbe gebracht worden.

Als Flüssigkeiten benutzte Hr. du Bois-Reymond bei diesem Versuche zwei Mischungen von Alkohol und Wasser, die beide leichter waren als Leinöl; der fallende Körper war meist ein Tropfen zähes Leinöl oder auch eine Wachskugel. Jene Flüssigkeiten besitzen natürlich nie eine scharfe Trennungsfläche, sondern sind durch eine Uebergangsschicht von einander geschieden; indefs ist es wesentlich, dafs diese Uebergangsschicht möglichst dünn ist; ist ihre Dicke beträchtlich, so zeigt sich die Erscheinung des stillstehenden Tropfens nicht; derselbe zeigt vielmehr nur eine Verzögerung seiner Bewegung. In Bezug auf die Dichtigkeiten ϱ, ϱ_1, ϱ_2 fordert das Gelingen des Versuches, dafs $\varrho - \varrho_1$ möglichst klein, das Verhältnifs $\frac{\varrho_2 - \varrho_1}{\varrho - \varrho_2}$ aber möglichst grofs sei.

Der Verfasser versucht zunächst die Bewegungsgesetze des unter den beschriebenen Umständen fallenden Körpers aus den Formeln, die er zu Anfang der ersten Abhandlung aufgestellt, ohne Beachtung der Reibung herzuleiten. Die Rechnung ergab in Widerspruch mit der Beobachtung, dafs der Körper, bei der unteren Flüssigkeit angelangt, sich so weiter bewegen müsse, als ob er von dem Momente an, wo sein äufserster Punkt sie eben nur berührt, ganz von ihr wäre eingehüllt werden.

Die beschriebene Erscheinung ist also offenbar dem Einflusse der Reibung beizumessen. Hr. du Bois-Reymond erklärt sie folgendermafsen. Der sich abwärts bewegende Oeltropfen treibt in Folge der Reibung der Flüssigkeitstheilchen einen merklichen Antheil der unter ihm befindlichen Flüssigkeit vor sich her, und zieht auch die neben und hinter ihm befindlichen Theile nach sich; er führt diese Flüssigkeitsmasse, deren Kern er ist, mit sich durch die Scheidungsfläche oder triebt vielmehr einen Theil der-

selben vor sich her durch diese Scheidungsfläche hindurch, ehe er selbst noch dieselbe berührt, in die untere Flüssigkeit; die letztere mufs in Folge dessen an den Seiten sich über ihr Niveau in die obere Flüssigkeit hinein erheben, wodurch die dem fallenden Körper entgegenwirkende Kraft plötzlich momentan gesteigert wird. Der Verfasser hat versucht dies sichtbar zu machen, indem er die obere Flüssigkeit färbte; die Beobachtung blieb indefs zweifelhaft, weil der ganze Hergang in die Uebergangsschicht fällt, wo der Eintritt einer gefärbten Strömung von oben und das Aufsteigen einer gleichen Menge farbloser Flüssigkeit von unten sich insofern compensiren mufs, als man beim Hindurchsehen durch die Röhre keine merkliche Aenderung der Intensität wahrnehmen wird.

Wenn übrigens die gegebene Erklärung, wie wohl wahrscheinlich, die richtige ist, so mufs unsers Erachtens auch die Gröfse des fallenden Tropfens und die Weite des Gefäfses auf das mehr oder weniger deutliche Hervortreten der Erscheinung von Einflufs sein.

In der dritten Abhandlung endlich lehrt uns der Verfasser eine Reihe von Erscheinungen kennen, die gewissermafsen denen der Capillarität nahe stehen und die er Erscheinungen der Ausbreitung und Vertreibung nennt.

Der Grundversuch, auf welchen die zufällige Wahrnehmung führte, dafs ein auf eine dünne Oelschicht gebrachter Alkoholtropfen auf derselben sich schnell bis zu einer solchen Dünne ausbreitete, dafs die Newton'schen Farbenringe sichtbar wurden, zugleich aber eine tellerförmige Vertiefung der Oeloberfläche erzeugte, welche erst mit der letzten Spur des Alkohols verschwindet, ist folgender. Giefst man in ein Becherglas Wasser und über dieses eine etwa ein Centimeter dicke Oelschicht, und bringt dann, nachdem die Flüssigkeiten in Ruhe gekommen, einen Tropfen Alkohol oder Aether auf die Oelfläche, so sieht man denselben sich rasch nach allen Seiten ausbreiten; zugleich bildet sich unter ihm in der Oelfläche eine tellerförmige Vertiefung, und andrerseits hebt sich das darunter befindliche Wasser und tritt mit einer beulenartigen Erhöhung in das Oel hinein, so dafs in der Mitte des Tropfens zwischen diesem und dem Wasser nur eine dünne

Oelschicht bleibt. Mit wachsender Dicke der Oelschicht werden die tellerförmige Vertiefung wie der Wasserberg schnell flacher und hören bald auf wahrnehmbar zu sein, während die Ausbreitung des Tropfens in derselben Weise wie früher stattfindet; bei Anwendung dünnerer Oelschichten dagegen nimmt die Vertiefung der Oberfläche wie die Hebung des Wassers zu, bis endlich bei einer gewissen Dünne der Schicht der Tropfen dieselbe ganz durchbricht und das darunter befindliche Wasser mit einer gekräuselten Oberfläche überzieht. Fehlt die bewegliche Wasserfläche unter dem Oele und ruht dieses vielmehr auf einer festen Fläche, etwa dem Boden eines flachen Tellers, so fehlt natürlich der Wasserberg; die Vertiefung der Oberfläche aber ist stärker als bei einer gleich dicken, auf Wasser ruhenden Oelschicht. Auch hier verschwindet die Erscheinung bei zunehmender Dicke der Oelschicht, und wird bei abnehmender Dicke derselben stärker, bis endlich der Tropfen die Oelschicht ganz durchbricht und nunmehr, das Oel vor sich hertreibend, den Boden des Gefäfses überzieht, als wäre er trocken gewesen. Die beschriebenen Erscheinungen erhalten sich so lange, bis der Alkohol verdampft ist; man kann indefs der Erscheinung eine fast beliebige Dauer geben, wenn man das Oel und Wasser, etwa in einem Wasserbade, auf einer höheren constanten Temperatur erhält und den Alkohol nicht auftropft, sondern in einem continuirlichen feinen Strahle zufliefsen läfst.

Zur Oelschicht hat der Verfasser ohne merkbaren Unterschied verschiedene fette Oele benutzt; der Alkohol theilt die Eigenschaft, die gedachten Erscheinungen hervorzurufen, soweit die bisherigen Versuche reichen, mit allen flüchtigen Flüssigkeiten, namentlich mit den verschiedenen Alkohol- und Aetherarten, mit sämmtlichen flüchtigen Oelen, endlich mit Chloroform und mit Essigsäure; bei letzteren beiden wurde ihres hohen specifischen Gewichtes wegen eine Schicht von concentrirter Schwefelsäure statt von Oel angewendet; und zwar sind die Erscheinungen bei gleicher Dicke der Oelschicht um so deutlicher, je flüchtiger die aufgetropfte Flüssigkeit ist.

Zur Erklärung übergehend bemerkt der Verfasser zunächst, dafs die Erscheinung nicht eine statische, etwa veranlafst durch

die durch das Oel hindurchwirkende Anziehung zwischen Wasser und Oel, sei, wie man im ersten Augenblicke wohl glauben könne. Das Phänomen sei vielmehr dynamischer Natur. In der That sieht man, wenn trübes Oel angewendet wird, in demselben eine lebhafte Strömung, welche augenscheinlich von dem sich ausbreitenden Alkohol durch Reibung erzeugt wird. Diese Ausbreitung vorläufig als Thatsache annehmend, ohne ihre Ursachen näher zu untersuchen, verfolgt der Verfasser nun zunächst die im Oele stattfindenden Strömungen. Die Theilchen der Oberfläche werden, von den sich ausbreitenden Tropfen mitgerissen, radial fortgetrieben, wenden sich dann abwärts, in Einklang mit den früher entwickelten Gesetzen, und bilden Strudel, während unter diesen ein Ersetzungsstrom gegen die Mitte hingeht. Durch die Strudel auf einen geringen Querschnitt angewiesen und durch Reibung gehemmt, vermag dieser jedoch die an der Oberfläche fortgeführte Oelmasse nicht eben so schnell zu ersetzen; es bildet sich daher eine Vertiefung der Oberfläche, und andererseits zieht der Ersetzungsstrom durch Reibung das darunter liegende Wasser mit sich und führt die Wasserbeule in das Oel. Hieraus folgt, dafs bei gröfserer Dicke der Oelschicht, wo die Strudel dem Ersetzungsstrom genügend Raum lassen, die Erscheinung aufhört. Der Verfasser veranschaulicht den Vorgang mit dem Beispiele von communicirenden Röhren, in deren beiden Schenkeln sich Oel über Wasser befindet, und welche weiter oben noch eine zweite, engere Communication für das Oel besitzen; läfst man aus dem einen Schenkel, etwa durch eine seitliche Oeffnung Oel ausfliefsen, so wird in demselben, ganz wie bei unserem Versuche, die Oberfläche des Oels sinken, das Wasser aber steigen, wenn nicht mit gleicher Geschwindigkeit durch die obere Communication Oel aus dem andern Schenkel zufliefsen kann.

Der Verfasser erwähnt endlich noch einige Versuche, die zur Bestätigung der gegebenen Erklärung dienen. Als er durch einen die Oeloberfläche berührenden Glasring die Ausbreitung des Tropfens verhinderte, blieb die Erscheinung aus; als durch Abwickelung einer das Oel berührenden Uhrfeder eine radiale Bewegung der Oberflächentheilchen hervorgerufen wurde, zeigte sich auch ein in das Oel sich erhebender Wasserberg; endlich

gelang es ihm, dieselben Erscheinungen, welche die Ausbreitung des Tropfens begleiten, durch einen Luftstrom hervorzurufen, den er aus einer feinen Spitze gegen die Oelfläche blies.

Was nun die Ausbreitung des Tropfens betrifft, welche als Ursache der Bewegungserscheinungen im Oele zu betrachten ist, so spricht der Verfasser aus verschiedenen Gründen und gestützt auf Versuche seine Ansicht dahin aus, dafs dieselbe weder aus einer chemischen oder elektrischen Einwirkung zwischen der sich ausbreitenden Flüssigkeit und dem Oele zu erklären sei, noch der Capillarität oder der Adhäsion, noch der Diffusion oder Flüchtigkeit beigemessen werden dürfe. Dafs die Verdampfung des Alkohols, namentlich am Rande, welche durch die sie begleitende Erkaltung der Oberflächentheilchen des Oeles sehr wohl Strömungen im Oele einleiten und gleicherweise momentane Depressionen der Oberfläche herbeiführen könnte, welche die Ausbreitung des Tropfens bewirken, die Ursache der Erscheinung sei, würde uns an sich nicht eben unwahrscheinlich erscheinen, wenn nicht der Verfasser durch einen sorgfältig ausgeführten Versuch nachgewiesen hätte, dafs die Erscheinungen auch in einer mit Alkoholdämpfen gesättigten Atmosphäre, wo also die Verdampfung ausgeschlossen ist, sich zeigen. Der Verfasser findet schliefslich kein anderes Mittel zur Erklärung des Phänomens der Ausbreitung als die Annahme einer gegenseitigen Abstofsung der Flüssigkeitstheilchen, eine Annahme, die er freilich durch andere Versuche als die in Rede stehende Erscheinung nicht zu unterstützen vermag. Uebrigens führt er aus, dafs man keine neue abstofsende Kraft der Molecüle anzunehmen brauche, sondern dafs die in der bisherigen Moleculartheorie angenommene unter gewissen Bedingungen zur Erklärung genüge; er zeigt dann, wie der scheinbare Widerspruch, dafs ein Alkoholtropfen in zwei Lagen, die beide frei genannt werden können, Formen annimmt, die den Sieg bald der einen bald der anderen Molecularkraft anzeigen, sich wohl lösen lasse, bemerkt indefs gleichzeitig, dafs ihm die bisherige Moleculartheorie aus anderweitigen gewichtigen Gründen unhaltbar erscheine, und knüpft daran endlich noch einige Betrachtungen über die Kriterien der Aggregatzustände. *Bz.*

G. Zeuner. Neue Versuche über die Bewegung des Wassers in Röhrenleitungen bei kleinen Druckhöhen. Polyt. C. Bl. 1854. p. 136-146*; Civilingenieur (2) I. No. 3.

Die auch von andern Seiten schon gemachte Wahrnehmung, daſs diejenigen von den Versuchen über die Bewegung des Wassers in Röhrenleitungen, welche sich auf geringe Druckhöhen beziehen, nicht verläſslich sind, hat Hrn. Zeuner bewogen, eine Reihe neuer Versuche über den Ausfluſs des Wassers bei geringen Druckhöhen anzustellen.

Der Apparat, dessen er sich dazu bediente, war combinirt aus einem sogenannten Weisbach'schen hydraulischen Versuchsapparat (beschrieben in Weisbach's Ingenieur- und Maschinenmechanik I. 578), wo einer durch zwei Spitzen markirten Senkung des Wasserspiegels eine gewisse bekannte Ausfluſsmenge entspricht, und einem offenen Blechgefäſse von 0,253^{m} Durchmesser und 0,503^{m} Höhe, an dessen Seitenwand, etwa in halber Höhe, sich ein kurzes cylindrisches Mundstück befand, an welches die eben so weite Röhrenleitung angesetzt wurde. Eine mit einem Hahne versehene Verbindungsröhre führte aus der tiefsten Oeffnung des Weisbach'schen Apparates in den Untertheil dieses Blechgefäſses, und etwas über seiner Mündung befand sich ein Siebboden zur Zerstörung etwaiger partieller Strömungen. Ein mit einer Theilung versehenes und in eine feine Spitze auslaufendes Stäbchen endlich konnte in einer am oberen Rande des Blechgefäſses befestigten Führung bis zur Berührung der Spitze mit dem Wasserspiegel herabgeschoben werden, und diente zur Bestimmung der Höhe des Wasserstandes über der Einmündung der Leitung. Beim Versuche wurde nun mittelst des Zwischenhahnes der Zufluſs so regulirt, daſs der Wasserspiegel in dem Vorgefäſse stets mit der auf eine verlangte Höhe gestellten Spitze in Berührung blieb, und gleichzeitig die Zeit beobachtet, während welcher der Wasserspiegel im Weisbach'schen Apparate von der einen Marke bis zur anderen herabsank, während welcher also ein bekanntes Wasserquantum ausfloſs.

Es wurde nun zunächst, um nichts als bekannt voraussetzen zu müssen, der Ausfluſscoëfficient des cylindrischen Mundstückes, welches bei 2,5 Centimeter Breite 7,5 Centimeter Länge besaſs,

besonders bestimmt; derselbe fand sich, etwas abweichend von den, gröfseren Druckhöhen entsprechenden Werthen, $\mu = 0{,}80885$, und daraus ergiebt sich der Eintrittscoëfficient nach WEISBACH's Bezeichnungsweise, nämlich $\zeta_1 = \frac{1}{\mu^2} - 1 = 0{,}5285$.

Die Röhrenleitung selbst bestand aus sechs mittelst Muffen an einander gesetzten Zinkröhren, deren mittlerer Durchmesser — durch Auswiegen mit Wasser bestimmt — 0,02473 Meter und deren Gesammtlänge 10,323 Meter betrug. Sie wurde etwas ansteigend gelegt um das Ansetzen von Luftblasen zu verhüten, der Höhenunterschied zwischen ihrer Ausmündung und dem Wasserspiegel im Gefäfse aber mittelst eines an der Ausmündung angebrachten Piezometers bei geschlossener Mündung genau bestimmt. Am Ende der Leitung befand sich wieder ein genau gearbeitetes messingenes Mundstück von 2,46 Centimeter Breite.

Unsere Quelle theilt die Daten von 25 Versuchen mit, welche mittelst dieses Apparates bei Druckhöhen zwischen 0,019 und 0,139^{m} angestellt worden. Die erhaltenen Ausflufscoëfficienten μ nehmen mit wachsender Druckhöhe von 0,2221 bis 0,2596 regelmäfsig zu, und die Reibungscoëfficienten $(\zeta_2 - \zeta_1)\frac{d}{l}$ nach WEISBACH's Bezeichnungsweise, wobei $\zeta_2 = \frac{1}{\mu^2} - 1$ ist, von 0,04488 bis 0,03188 regelmäfsig ab.

Um die erhaltenen Werthe der Reibungscoëfficienten in eine empirische Formel zu bringen, wählt der Verfasser die von WEISBACH aufgestellte Form der Abhängigkeit von der Geschwindigkeit (siehe dessen Ingenieur- und Maschinenmechanik I. 531), nämlich

$$\zeta = \alpha + \beta \cdot \frac{1}{\sqrt{v}},$$

und bestimmt die Werthe der Coëfficienten α und β aus seinen Versuchen mittelst der Methode der kleinsten Quadrate zu $\alpha = 0{,}013508$ und $\beta = 0{,}0122785$. So erhält er für geringe Druckhöhen, in Metermaafs, die Formel

$$\zeta = 0{,}013508 + 0{,}0122785 \frac{1}{\sqrt{v}}$$

und, indem er dieselbe Berechnungsweise mit Zuziehung der

älteren Versuche von Couplet, Bossut, Du Buat, Weisbach und Gueymard, im Ganzen also für 88 Versuche, ausführt, als Formel für gröfsere Druckhöhen

$$\zeta = 0{,}014312 + 0{,}010327 \frac{1}{\sqrt{v}}.$$

Bx.

H. Darcy. Mémoire sur le mouvement de l'eau dans les tuyaux. C. R. XXXVIII. 407-407†, 1109-1121†; Polyt. C. Bl. 1854. p. 632-632†, 1155-1164†; Cosmos IV. 771-772.

Die erste der oben angeführten Stellen in den C. R. enthält eine vom Verfasser selbst herrührende allgemeine Inhaltsangabe der Abhandlung, die er der Pariser Akademie vorlegt, die zweite dagegen einen von Morin Namens der betreffenden Commission abgestatteten Bericht über diese Abhandlung.

Bei der Betrachtung der Bewegung des Wassers in langen Leitungsröhren wurde seither allgemein angenommen, dafs die Reibung an den Röhrenwänden unabhängig sei von der Oberflächenbeschaffenheit der Wände, indem diese sich mit einer dünnen ruhenden Wasserschicht bekleiden, so dafs sich das fliefsende Wasser nicht sowohl gegen die Wandungen als gegen eine ruhende Wasserschicht reibe. Die Erfahrung indefs, dafs neu angelegte Wasserleitungen in der Regel eine gröfsere Wassermenge liefern, als die Prony'sche Formel fordert, dafs ihr Ergufs aber hinter dem berechneten zurückbleibt, sobald ihre Innenseite sich mit einem noch so dünnen Niederschlag bekleidet hat, diese Erfahrung, verbunden mit der mangelhaften Uebereinstimmung zwischen den verschiedenen der Prony'schen Formel zu Grunde liegenden, theils mit alten gufseisernen Leitungen, theils mit neuen Röhren von Weifsblech angestellten Versuchsreihen, hat schon längst Zweifel an der Richtigkeit jener Annahme erweckt, und hat auch Hrn. Darcy zu einer gründlichen Untersuchung dieses Punktes und der Bewegungserscheinungen des Wassers in Leitungsröhren überhaupt veranlafst.

Er stellt sich in dieser Arbeit hauptsächlich die Aufgabe, den Einflufs der Oberflächenbeschaffenheit auf den Ergufs, und den Einflufs des Durchmessers der Leitungen auf den Reibungswider-

stand festzustellen. Seine anscheinend sehr umfassenden Versuche erstrecken sich auf eine grofse Anzahl Leitungen von 45 bis über 100 Meter Länge, deren Durchmesser von 0,50^m bis abwärts zu dem kleinsten in der Praxis vorkommenden wechselte; es waren theils gezogene Bleiröhren, neue Röhren von gefirnifstem Eisen (fer bitumé), neue Glasröhren ohne Niederschlag, theils neue gufseiserne Röhren, theils alte gufseiserne, mit einem Niederschlag bedeckte Röhren, die schliefslich auch im wieder gereinigten Zustande angewendet wurden. Die mittlere Geschwindigkeit in den Leitungen wechselte bei den Versuchen zwischen 0,03 Meter und 5 bis 6 Metern in der Secunde.

Die Versuche bestätigten zunächst die in der Praxis gemachte Erfahrung. Leitungen mit glatten reinen Innenwänden lieferten ein gröfseres Wasserquantum als die Prony'sche Formel angiebt; alte gufseiserne Röhren dagegen, deren Innenseite mit Niederschlag überzogen war, lieferten eine zu kleine Ausflufsmenge, wenn auch der Niederschlag so dünn war, dafs die geringe Verminderung des Querschnittes nicht in Betracht kommen kann; und nach der Reinigung von diesem Ueberzuge war ihr wirklicher Ergufs dem berechneten etwa gleich. Sie ergaben überhaupt, dafs der Reibungswiderstand in merklichem Grade von der Beschaffenheit der inneren Oberfläche abhänge und mit deren Rauhheit zunehme, und dafs ferner der Reibungswiderstand auch von der Breite der Röhren abhängig sei, und zwar bei wachsendem Durchmesser abnehme; dagegen bestätigten sie den Satz, dafs der Reibungswiderstand unabhängig sei von dem Drucke, den der Wasserstrom auf die Wandungen ausübt.

Die mit ein und derselben Leitung unter verschiedenen Druckhöhen angestellten Versuche liefsen sich stets durch die gewöhnliche Form der Gleichung $J.R = av + bv^2$ befriedigend darstellen. Indefs macht der Verfasser darauf aufmerksam, dafs bei kleinen Druckhöhen das von dem Quadrate der Geschwindigkeit abhängige Glied stets so klein werde, dafs man berechtigt sei, für diese Fälle $JR = av$ anzunehmen, den Reibungswiderstand also der Geschwindigkeit direct proportional zu setzen; und dafs andrerseits, sobald die Geschwindigkeit mehr als einige Centimeter beträgt, die Versuche durch die einfachere Gleichung

$JR = b_1 v^2$ nahe, wo nicht vollkommen eben so gut dargestellt werden als durch die zweigliedrige Form; namentlich ist dies der Fall bei Röhren, deren Innenwände mit Niederschlägen bedeckt sind; und da man es in der Praxis fast ausschliefslich mit solchen Röhren zu thun hat, so ist diese Thatsache für die Anwendung von besonderer Wichtigkeit und wird auch von Morin in seinem Berichte entsprechend gewürdigt.

Für verschiedene Leitungen dagegen ändern die Coëfficienten a und b des Ausdruckes $av + bv^2$ sowie der Coëfficient b_1 in dem Ausdrucke $b_1 v^2$ ihren Werth sowohl mit der Beschaffenheit der Röhrenwände wie mit deren Durchmesser.

Der Einflufs der Beschaffenheit der Wandungen läfst sich natürlich nicht in Formeln bringen; dafs derselbe sehr erheblich ist, erhellt aus folgendem Beispiele. Für drei Leitungen von nahe gleichem Durchmesser, nämlich für eine neue Leitung von gefirnifstem Eisenblech von 0,196^m Durchmesser, für eine neue gufseiserne Leitung von 0,188^m Durchmesser und für eine alte mit Niederschlag bedeckte gufseiserne Leitung von 0,243^m Durchmesser waren die Werthe des Coëfficienten b_1 folgende: 1, 1,5 und 3.

Mit dem Durchmesser der Röhren nimmt der Reibungscoëfficient, wie schon erwähnt, ab. Hr. Darcy findet, dafs sich diese Abhängigkeit durch die Form $b_1 = \alpha + \frac{\beta}{R}$, wo R der Durchmesser der Röhren, befriedigend darstellen lasse. Er erhält dann

$$R.J = \left(\alpha + \frac{\beta}{R}\right) v^2,$$

also wesentlich dieselbe Form der Gleichung, die Weisbach schon vor längerer Zeit aufgestellt hat. Für jene Coëfficienten findet er aus 8 Versuchen, die an gezogenen Eisenröhren und Gufseisenröhren von etwa eben so glatter Oberfläche angestellt wurden, $\alpha = 0{,}000507$ und $\beta = 0{,}000006\,47$. Dieser Einflufs des Durchmessers auf die Reibung ist indefs nur bei engen Röhren erheblich und verschwindet bei weiteren.

Endlich hat Hr. Darcy auch Versuche über die Geschwindigkeit an verschiedenen Punkten des Querschnittes der in den Röhren strömenden Wassermasse angestellt. Er bediente sich dazu einer sehr kleinen Pitot'schen Röhre, deren nähere Be-

schreibung nicht mitgetheilt wird. Er giebt folgende Relation zwischen der Geschwindigkeit V in der Axe und der Geschwindigkeit im Abstande r von der Axe v an:

$$V - v = K.\frac{r^{\frac{3}{2}}\sqrt{J}}{R},$$

woraus für die Geschwindigkeit w an den Röhrenwänden

$$w = V - (V - v)\left(\frac{R}{r}\right)^{\frac{3}{2}}$$

folgt. Die mittlere Geschwindigkeit bestimmt Hr. Darcy gleich $\frac{3V + 4w}{7}$ und den Abstand des Wasserfadens, welcher diese mittlere Geschwindigkeit besitzt, von der Axe, gleich 0,689 R. Endlich giebt er noch an, dafs die Beschaffenheit der Röhrenwände auf das Gesetz der Geschwindigkeitsabnahme im Querschnitt keinen Einflufs habe. *Bx.*

---

de Saint-Venant. Influence des herbes qui croissent dans les eaux courantes sur la vitesse de leur écoulement; calcul de cette influence. Inst. 1854. p. 179-181†.

Der Verfasser versucht den verzögernden Einflufs, welchen im Bette eines Wasserlaufes wachsende Pflanzen, namentlich Binsen, sowie Bäume und Hecken bei Ueberschwemmungen auf die Bewegung des Wassers ausüben, einer annähernden Rechnung zu unterwerfen, indem er die Gesetze des Stofses einer bewegten Wassermasse auf eingetauchte, namentlich cylindrische, Körper in Anwendung bringt, und numerische Daten aus einigen von Dubuat am Jardkanale gemachten Beobachtungen entlehnt. Die Arbeit läfst einen Auszug nicht wohl zu; auch hat der Gegenstand für die Physik kein näheres Interesse. *Bx.*

W. Petrie. On the motion of fluids; a remarkable variation in the great elementary law of the ratio between the pressure and the velocity. Athen. 1854. p. 1272-1272†; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 63-63.

Der Verfasser will durch Versuche gefunden haben, wie kurz angegeben wird, dafs beim Durchflusse von Wasser durch eine grofse Reihe von Verengungen, etwa durch eine mit Sand gefüllte Röhre, die Ausflufsgeschwindigkeit nicht der Quadratwurzel aus der Druckhöhe, sondern der Druckhöhe selbst proportional sei. *Bx.*

J. Tyndall. On some phaenomena connected with the motion of liquids. Phil. Mag. (4) VIII. 74-76†; Mech. Mag. LXI. 29-30†.

Es ist dies ein Bericht über eine von Hrn. Tyndall in der Royal Institution gehaltene Vorlesung, in welcher derselbe verschiedene bei Flüssigkeiten auftretende Erscheinungen, namentlich die Erscheinungen beim Sieden, die Adhäsion des ausgekochten Wassers an den Röhrenwänden, die Erscheinungen beim ausfliefsenden Strahle, beim Stofse zweier gegen einander treffenden Wasserstrahlen, das Tönen einer hohen Röhre während des Ausflusses von darin enthalten gewesenem Wasser, die Totalreflexion an der Scheidefläche von Luft und Wasser etc. durch elegant angeordnete Versuche veranschaulicht hat. *Bx.*

Overdlyn et Droinet. Vélocimètre. C. R. XXXIX. 43-44†; Inst. 1854. p. 246-246; Cosmos V. 147-148; Mech. Mag. LXI. 82-83; Bull. d. l. Soc. d'enc. 1854. p. 535-536.

Dieses Velocimeter ist eine Anwendung des bekannten Venturi'schen Doppelkegels zur Messung der Geschwindigkeit von Schiffen. Das Venturi's Angaben gemäfs construirte Instrument wird mit dem kürzeren Kegel nach vorn und parallel der Axe des Schiffes an dessen Aufsenseite unter Wasser befestigt. Nahe der Durchschnittsfläche beider Kegel ist in dem Mantel des divergirenden ein kleines Loch gebohrt, von welchem aus eine enge

Röhre ins Innere des Schiffes und daselbst in ein Manometer von passender Construction führt. Bei der Bewegung des Schiffes strömt das Wasser durch die conischen Röhren; und da von seiner Geschwindigkeit der negative Druck im Contractionsschnitt abhängt, der von dem Manometer angegeben wird, so kann dieser als Maafs für die Geschwindigkeit des Schiffes dienen. Es würde allerdings keine grofse Schwierigkeiten haben den Manometerapparat so einzurichten, dafs die mehr oder weniger geneigte Lage des Schiffes keinen Einflufs auf ihn hat; auch könnte man ihn selbstregistrirend einrichten; allein es steht zu fürchten, dafs die doppelt conische Röhre sich leicht verstopfen wird. Die Verfasser geben noch an, dafs man zur Vermehrung der Empfindlichkeit den Doppelkegel mit einem ähnlichen gröfseren umgeben könne, so, dafs seine Einmündung etwa im Contractionsschnitte des weiteren liege. *Bx.*

J. WEISBACH. Der hydrometrische Becher. Polyt. C. Bl. 1854. p. 897-903†; Civiling. (2) I. 209; DINGLER J. CXXXIV. 180-186†.

Der hydrometrische Becher des Hrn. WEISBACH ist eine vervollkommnete Anwendung des Princips des sogenannten Wasserzolles, welche oft nützliche Anwendung finden wird. Derselbe besteht aus einer etwa 10 Zoll langen, 2 bis 3 Zoll weiten Messingröhre mit trichterförmig erweitertem oberen Rande, welche unten in ein etwa 4 bis 6 Zoll weites und eben so hohes cylindrisches Gefäfs sich erweitert. In diesem befindet sich in der einen Seitenwand eine runde Ausflufsöffnung mit scharfem Rande von genau bekannter Gröfse; aufserdem ist an der Aufsenseite des Apparates eine gläserne, oben und unten mit dem Innern des Bechers communicirende Wasserstandsröhre befestigt, welche eine Theilung besitzt, deren Nullpunkt genau mit dem Mittelpunkte der Ausflufsöffnung coincidirt. Ein am oberen Theile des weiteren Gefäfses eingesetzter Siebboden mit feinen Löchern dient zur Zerstörung der Bewegung des herabfallenden Wassers. Beim Gebrauche läfst man den zu messenden Wasserlauf oben einfallen, öffnet die Ausflufsöffnung und beobachtet den Wasserstand in der

Röhre, sobald derselbe constant geworden. Die Beobachtung lehrt dann, dafs der Ergufs des fraglichen Wasserlaufes gleich ist der Ausflufsmenge der bekannten Oeffnung unter dem beobachteten Drucke, die man aus den bekannten Formeln oder aus den vom Verfasser beigefügten Tabellen leicht entnehmen kann.

Bx.

R. Hoppe. Vom Widerstande der Flüssigkeiten gegen die Bewegung fester Körper. Pogg. Ann. XCIII. 321-343†.

Im Anschlufs an eine frühere Arbeit von Dirichlet (Berl. Ber. 1852. p. 113), in welcher derselbe aus den allgemeinen Gleichungen der Hydrodynamik und ohne Berücksichtigung der Einflüsse, welche man gewöhnlich unter der Benennung „innere Reibung" und „Zähigkeit" der Flüssigkeiten zusammenzufassen pflegt, das Resultat ableitete, dafs der Widerstand, den eine unbegränzte incompressibele Flüssigkeit der Bewegung einer Kugel entgegensetzt, der auf sie wirkenden Kraft proportional ist, dagegen weder von der Geschwindigkeit noch von den Dimensionen der Kugel, sondern blofs noch von dem Dichtigkeitsverhältnifs der Kugel und der Flüssigkeit abhängt, zeigt der Verfasser, dafs dies Resultat sich auf alle Rotationskörper ausdehnen lasse, welche sich in der Richtung ihrer Axe bewegen. Er findet namentlich, dafs wenn ein fester Körper mit der Oberflächengleichung

$$\Sigma \frac{c}{r^2} = 1,$$

worin

$$r = \sqrt{[(x-a)^2 + y^2 + z^2]},$$

der sich Anfangs ruhend in einer ruhenden unbegränzten incompressibeln Flüssigkeit befand, durch eine Kraft in der Richtung seiner Axe in Bewegung gesetzt wird, und wenn die Theilchen der Flüssigkeit auf einander und auf den Körper nur durch die Trägheit ihrer Masse wirken, dafs dann der Widerstand der Flüssigkeit gegen die Bewegung des Körpers in jedem Augenblick proportional der genannten Kraft sei, und aufserdem nur von der Gestalt und von dem Dichtigkeitsverhältnifs abhänge. Die Bahnen der Flüssigkeitstheilchen, relativ zum Körper genom-

men, sind für denselben Körper immer dieselben, die Geschwindigkeiten in allen Punkten stets proportional der des Körpers. Sobald die Kraft zu wirken aufhört, verschwindet der Widerstand, die Geschwindigkeit des Körpers wird constant und die Bewegung des ganzen Systems tritt sofort in den Beharrungszustand.

Im weiteren Verlaufe der Untersuchung beschäftigt sich Hr. Hoppe mit der Frage, ob seine Rechnungen sich in der Wirklichkeit bestätigen; er sieht das erste und hauptsächlichste Kriterium darin, ob die Bahnen der Flüssigkeitstheilchen in der Nähe des Körpers in der Wirklichkeit, wie die Rechnung es fordert, ebene Curven sind, deren Ebene durch die Axe des Körpers geht, oder ob sie, wie wohl wahrscheinlicher, denselben spiralförmig umkreisen. Zuverlässige Beobachtungen sind in dieser Hinsicht unsers Wissens nicht vorhanden, dürften auch sehr schwer anzustellen sein. Dann werden verschiedene Umstände discutirt, welche bei etwa anzustellenden Versuchen von Einfluſs sein könnten, und darauf die Bedeutung der empirischen, für den Widerstand als Function der Geschwindigkeit u, aus unzähligen Versuchen übereinstimmend gefundenen Form $Au^2 + Bu$ erörtert. Abgesehen davon, daſs diese Form des Widerstandes mit der obigen Rechnung in Widerspruch steht, ist der Verfasser auch der Ansicht, daſs dieselbe den gewöhnlich angegebenen Ursachen, der Ablenkung der Bahnen der Wassertheilchen, der Reibung und der gegenseitigen Anziehung der Wassertheilchen, nicht beigemessen werden kann; dieselbe sei vielmehr eine Wirkung unbekannter Vorgänge.

Zum Schluſs werden noch die Fälle einer unter dem Einflusse der Schwere in ruhendem Wasser frei fallenden Kugel und eines in ruhendem Wasser schwingenden Pendels betrachtet, und mit den vorhandenen Versuchen verglichen. Es ergiebt sich, daſs letztere zur Bestimmung der Coëfficienten der entwickelten Formeln nicht ausreichen, da sie nicht zahlreich genug und nicht unter genugsam verschiedenen Bedingungen angestellt sind. Doch bestätigt die Rechnung die von Bessel gemachte Erfahrung, daſs ein längeres Pendel unter Wasser stärker verzögert wird als ein kürzeres.

Bx.

Hydraulicus. The application of air-chambers to pumps. Mech. Mag. LX. 61-61†.

W. Baddeley. On the application of air-chambers to the suction-pipes of pumps. Mech. Mag. LX. 84-84†.

R. Crickmer. Suction-pipe air-chambers. Mech. Mag. LX. 106-107†.

W. Baddeley. On the construction of air-vessels and other matters influencing the character of jets d'eau. Mech. Mag. LXI. 346-350†.

Mit Bezug auf eine frühere Mittheilung des Hrn. Baddeley über die Anbringung von Windkesseln an den Saugeröhren von Pumpen (Berl. Ber. 1853. p. 101) wird in dem ersten der oben angeführten Artikel die Nothwendigkeit eines zweiten Saugeventiles in der Saugeröhre unterhalb des Windkessels in Zweifel gezogen. Hr. Baddeley erwidert, dafs vermöge dieses Ventiles durch die lebendige Kraft der im Saugerohr im Augenblicke des Wechsels der Bewegung im Aufsteigen begriffenen Wassersäule die Luft im Windkessel comprimirt und derselbe mit Wasser gefüllt werde, welches beim nächsten Bewegungswechsel die Oeffnung des Saugeventiles unterstütze, während ohne dieses zweite Ventil der Windkessel zwar den Stofs gegen das sich schliefsende Saugeventil schwäche, aber nicht verhindere, dafs die im Saugerohre befindliche Wassersäule wieder herabfalle und in Oscillationen gerathe, welche möglicherweise beim nächsten Hubwechsel der Oeffnung des Ventiles entgegenwirken, der Windkessel also dann seine wesentlichste Bestimmung, die Bewegung des Wassers in den Röhren möglichst continuirlich zu machen und Oscillationen zu verhüten, nicht erfülle.

Hr. Crickmer bemerkt blofs, dafs er schon vor längerer Zeit Windkessel bei Saugeröhren angewendet habe.

Hr. Baddeley beschäftigt sich in seinem zweiten Aufsatze mit der Construction der Windkessel für Steigeröhren. Er hebt hauptsächlich hervor, dafs man bei denselben eine schroffe Richtungsänderung des ein- und austretenden Wassers im Augenblicke des Gangwechsels vermeiden müsse, und namentlich nie das Wasser durch dieselbe Oeffnung ein- und austreten lassen dürfe, wie oft der Fall ist, wenn der Windkessel von der Leitung

abgezweigt ist; vielmehr sei es vortheilhafter, die ganze gehobene Wassermasse gleichsam durch den unteren Theil des Windkessels zu führen. Er empfiehlt ferner die Einschaltung von kleinen Hülfswindkesseln in Fällen, wo Wasser durch lange Leitungen auf grofse Höhen gehoben werden soll, und schlägt endlich vor, um bei flachen Windkesseln das Fortreifsen der Luft durch den Wasserstrahl zu vermeiden, dieselbe in eine Hülle von Kautschuk einzuschliefsen, also einfach einen mit Luft gefüllten Kautschukball in den Windkesselbehälter zu bringen. *Bx.*

Armstrong. Vorbeugung der Erschütterung von Pumpenklappen. Dingler J. CXXXII. 317-318†; Cult. d. Gew. u. d. Landb. 1854. p. 32.

Der Verfasser empfiehlt das Druckventil so zu construiren, dafs der Unterschied zwischen seiner oberen und unteren Fläche möglichst gering und die Hebung möglichst klein sei. *Bx.*

H. L. Löwe. Pumpwerk auf der Schleusenbaustelle bei Hohensathen. Polyt. C. Bl. 1854. p. 20-20†; Erbkam Z. S. f. Bauwesen 1853. p. 564.

F. Marquardt. Beschreibung einer Wasserhebemaschine mit Hubregulator für Bergwerke. Dingler J. CXXXII. 241-244†.

Gebrüder Japy. Doppeltwirkende Saug- und Druckpumpe. Dingler J. CXXXII. 406-409†; Gén. industr. 1854 Mars p. 113.

C. Ramsay. Improvements in ships' and other pumps. Repert. of pat. inv. (2) XXIV. 42-43†.

E. Marsden and J. Marsden. Improvements in pumps. Mech. Mag. LXI. 305-306†.

In diesen Pumpen sind neue physikalische Principien nicht vertreten; vielmehr beruht ihre Eigenthümlichkeit lediglich in der Art der Anordnung und der Construction.

Das Pumpwerk des Hrn. Löwe besitzt zwei geschlossene gleiche Pumpenstiefel, deren einer etwas seitwärts über dem anderen steht und durch ein von seinem Boden ausgehendes Rohr

mit dem oberen Ende des anderen ununterbrochen in Verbindung steht. Die Kolben derselben sind mit einfachen Saugeventilen versehen und hängen an den Enden ein und desselben Balanciers, so dafs der eine aufsteigt, wenn der andere sich abwärts bewegt. So fördert die untere Pumpe das Wasser in die obere und diese prefst es in das Steigerohr. Die Pumpe wirkt wie eine doppeltwirkende Pumpe von gleicher Kolbenfläche und gleicher Hubhöhe; der Vortheil der Einrichtung liegt darin, dafs sie nur zwei Ventile (und zwar die, wie erwähnt, in den Kolben befindlichen) bedarf, während die doppeltwirkende deren vier fordert, und dafs, wenn einer der Kolben etwa durch den Bruch des Gestänges in Stillstand kommt, der andere ungestört einfach wirkend fortarbeitet.

Hr. Marquardt giebt den Kurbeln, an welchen das Gestänge seines Schachtpumpenhalses hängt, stellbare Warzen, um die Hubhöhe beliebig ändern und dadurch den Gang der Pumpen so reguliren zu können, dafs sie nie mehr Wasser fördern als im Schachte zufliefst, weil sie sonst Luft schöpfen und unregelmäfsig arbeiten würden, zum Nachtheil für die Maschine und für die Ventile.

Die Herren Japy beschreiben eine sehr compendiös construirte kleine doppeltwirkende Pumpe für den häuslichen Gebrauch, welche sich hauptsächlich durch die leichte Zugänglichkeit der auf ein und derselben abnehmbaren Platte angebrachten vier Ventile auszeichnet. *Bx.*

J. B. A. M. Jobard. Modèle d'un nouveau système de pompes sans piston ni clapet. C. R. XXXIX. 288-288†, 440-440†; Cosmos V. 167-168, 284-284; Inst. 1854. p. 280-280; Mech. Mag. LXII. 210-210.

Diese Pumpe besteht in einem Kautschukrohr, dessen intermittirende Zusammendrückung und Wiederausdehnung die Bewegung des Wassers bewirkt. In der späteren Mittheilung erkennt Hr. Jobard an, dafs die Priorität dieses Gedankens Guibal gehöre, der bereits im August 1851 ein Patent darauf genommen. *Bx.*

Hayot. Ununterbrochen wirkende Saug- und Hubpumpe. Polyt. C. Bl. 1854. p. 475-477†; Gén. industr. 1854 Févr. p. 59.

Die Wasserhebemaschine des Hrn. Hayot besteht in einem kurzen weiten horizontalen Cylinder, in dessen Mantelfläche unten das Saugerohr einmündet, während der obere, abgeschnittene Theil derselben sich in einen Recipienten öffnet. In der Axe dieses Cylinders liegt eine Welle, welche mittelst einer Kurbel in oscillirende Bewegung versetzt wird und zwei radiale Ansätze besitzt, die wie Kolben gegen die innere Mantelfläche und die Endflächen des Cylinders schliefsen und mit Ventilen versehen sind. Zwei andere, feste, radiale Scheidewände mit Ventilen befinden sich zu beiden Seiten der Einmündung des Saugerohres, und ein drittes Paar endlich am Eintritte in den als Windkessel dienenden Recipienten. Die Wirkungsweise ist ähnlich wie bei den gewöhnlichen Pumpen, vor denen die gedachte Vorrichtung kaum Vorzüge haben dürfte. *Bx.*

J. A. Robertson. Mathematical investigation of the centrifugal pump. Mech. Mag. LX. 506-512†.

J. C. Mathematical investigation of the centrifugal pump. Mech. Mag. LX. 579-582†.

Hr. Robertson behandelt die Bewegung der Flüssigkeitstheilchen in einer irgendwie gekrümmten Röhre, welche um die an ihrem inneren Ende senkrecht gegen ihre Ebene stehende Saugeröhre als Axe rotirt. Seine Betrachtung ist etwa folgende. Mündet das rotirende Rohr in ein Steigerohr von vorläufig unbegränzt angenommener Höhe, so wird in Folge der Centrifugalkraft das Wasser in diesem Steigerohre bis zu einer gewissen Höhe sich erheben, welche nicht von der Gestalt des gekrümmten Rohres, sondern nur von deren radialer Länge und von der Rotationsgeschwindigkeit abhängig ist. Für die Höhe dieser gehobenen Wassersäule über dem Unterwasser, welche zugleich die Kraft mifst, mit welcher die Centrifugalkraft die Wassertheilchen zum Ausflufs treibt, wird der Ausdruck

$$\frac{1}{2g} \cdot (V_2^2 - V_1^2)$$

entwickelt, worin V_2 und V_1 die Geschwindigkeiten der beiden Enden des gekrümmten Armes und g der bekannte Coëfficient der Schwere sind. Ist die Höhe der Steigeröhre h geringer als diese Gröfse, so findet an ihrem oberen Ende Ausflufs statt, und zwar nimmt Hr. Robertson in diesem Falle die Ausflufsgeschwindigkeit gleich

$$\sqrt{[V_2^2 - V_1^2 - v^2]}$$

an, worin $v = \sqrt{2gh}$ die der Druckhöhe h entsprechende Geschwindigkeit ist. Hieraus wird endlich der Nutzeffect einer solchen Centrifugalpumpe zu

$$\frac{v^2}{2g} \sqrt{[V_2^2 - V_1^2 - v^2]}$$

und dessen Verhältnifs zur aufgewendeten Kraft, also der Wirkungsgrad gleich

$$\frac{v^2}{2V_2^2 - V_1^2 - 2V_2 \sqrt{[V_2^2 - V_1^2 - v^2 \sin\varphi]}}$$

entwickelt, worin φ der Winkel ist, welchen die Richtung der Theilchen in der Ausmündung mit dem Radius bildet. Aus dieser Formel wird gefolgert, dafs bei geraden Armen nie mehr als die Hälfte der aufgewendeten Kraft nutzbar gemacht werden könne, und dafs dagegen das günstigste Verhältnifs eintrete, wenn $\varphi = 90^\circ$ ist, d. h. wenn der rotirende Arm so gekrümmt ist, dafs die Richtung der austretenden Wassertheile tangential ist zu der kreisförmigen Bahn, welche sein Ende beschreibt. Es folgt ferner aus der angegebenen Formel, dafs der Wirkungsgrad in diesem Falle um so gröfser ist, je geringer h, oder je geringer die Höhe ist, auf welche das Wasser gehoben wird. So beträgt beispielsweise bei einer Umfangsgeschwindigkeit von 32,2 Fufs in der Secunde der Wirkungsgrad bei der Hebung auf 3 Fufs Höhe 93 Procent, bei 15 Fufs Förderhöhe aber nur 63 Procent und bei 16 Fufs Höhe des Steigerohres erfolgt kein Ergufs mehr.

Der Verfasser untersucht dann, welche Krümmung man dem rotirenden Arme geben müsse. Er nimmt an, die vortheilhafteste Curve sei die, bei welcher während der Rotation die Wassertheilchen in geradlinigen radialen Bahnen mit gleichförmiger Ge-

schwindigkeit c sich bewegen; für diese Curve findet er, wenn mit a die Winkelgeschwindigkeit der Rotation, mit r der Radius vector der Curve und mit θ der Winkel bezeichnet wird, den dieser mit der Tangente am Anfange bildet, die Polargleichung

$$r = \frac{c}{a} \sin \theta.$$

In Betreff des Querschnittes der Pumpencanäle wird im Allgemeinen ausgeführt, dafs es vortheilhaft sei, wenn dieselben gegen die Peripherie zu sich erweitern. Ferner wird hervorgehoben, dafs es gerathen sei, die Saugeröhre nicht weiter zu machen als die Rücksicht auf Reibung erheischt, und dafs eine Vergröfserung des Durchmessers des Pumpenrades vortheilhafter sei als eine Steigerung der Rotationsgeschwindigkeit.

Der mit J. C. unterzeichnete Aufsatz über dasselbe Thema deutet zunächst einige weniger erhebliche Ungenauigkeiten in den Entwickelungen des vorigen Aufsatzes an, und macht sodann darauf aufmerksam, dafs die Betrachtungen des Hrn. Robertson, sowie seine Formeln nicht streng seien, indem sie nur für den Fall gültig seien, wo kein Ausflufs stattfinde, und die Wassertheilchen im rotirenden Arme in Bezug auf diesen in Ruhe seien. Es wird sodann die Gleichung der Bahn der Wassertheilchen beim Durchgange durch den rotirenden Arm unter Voraussetzung des wirklich statthabenden Ausflusses entwickelt, und deren Geschwindigkeit und die bewegende Kraft untersucht; der Verfasser findet, dafs diese nicht unabhängig sind von der Gestalt des Armes, versucht aber nicht die vortheilhafteste Gestalt desselben zu bestimmen. Schliefslich spricht er die Ansicht aus, dafs das Maximum des Wirkungsgrades wesentlich darin bedingt sei, dafs das Wasser am Ende des Armes tangential und ohne Geschwindigkeit austrete und dafs letztere Bedingung wahrscheinlich für jede Gestalt des Armes, welche tangential endigt, bei einer gewissen Geschwindigkeit erfüllt sei. *Bx.*

ACCARIÉ. Nouveau mode de propulsion des navires par la vapeur. C. R. XXXVIII. 376-378†; DINGLER J. CXXXII. 169-170†.

Der Schiffstriebapparat des Hrn. ACCARIÉ stimmt im Princip mit dem schon vor mehreren Jahren von A. SEYDELL (Berl. Ber. 1852. p. 126) angegebenen und seitdem auch im Großen mit Erfolg ausgeführten überein. Eine Centrifugalpumpe schöpft Wasser von unterhalb des Schiffsbodens, welches durch rückwärts gekehrte Mundstücke ausfliefst und wie beim SEGNER'schen Kreisel durch Reaction die Fortbewegung des Schiffes bewirkt. Abweichend ist nur die Art und Weise, wie Hr. ACCARIÉ die Centrifugalpumpe in Bewegung setzt; um die Kraftverluste beim Uebertragen der Bewegung zu vermeiden, wendet er eine mit der erforderlichen Geschwindigkeit umgehende rotirende Triebmaschine an, welche auf der Axe der Centrifugalpumpe selbst befestigt ist. Als solche wählt er einen Dampfreactionsarm; Hr. SEGUIER meint, eine Dampf- oder Warmluftturbine würde noch vortheilhafter sein. *Bx.*

GATCHELL. Hydraulischer Widder. DINGLER J. CXXXI. 86-88†; Civil engin. and arch. J. 1853 Sept. p. 340.

Hr. GATCHELL giebt dem hydraulischen Widder eine Einrichtung, durch welche derselbe nicht, wie gewöhnlich, einen Theil des Betriebswassers, sondern Wasser aus einem anderen Behälter, etwa Brunnenwasser aus einer Cisterne, hebt. Er scheidet nämlich den Körper des Widders von der Kammer, welche sich zwischen diesem und dem Steigeventil befindet, durch eine elastische durch eine Feder abwärts gedrückte Membran, und führt überdies aus dieser Kammer ein mit Saugeventil versehenes Zuleitungsrohr in die Flüssigkeit, welche gehoben werden soll. Das Spiel des Widders ist ganz wie gewöhnlich, indem der Stofs durch die elastische Scheidewand hindurch auf die in der Kammer enthaltene Flüssigkeit wirkt. Aufserdem bringt Hr. GATCHELL über dem Stofsventil eine Feder an, welche dasselbe in der Ruhelage nicht berührt, wohl aber, wenn es gehoben ist, dagegen drückt und seinen prompten Nie-

durgang befördert; er beschreibt endlich eine Vorrichtung zur Regulirung der Durchflufsöffnung des Stofsventiles. *Bx.*

Dudgeon. Hydraulische Winde. Dingler J. CXXXIII. 172-174†; Civil engin. and arch. J. 1854 April p. 128.

Diese Winde, welche bereits vielfache Anwendung statt der gewöhnlichen Schraubenwagenwinde finden soll und die sich durch ihr geringes Gewicht, durch die geringe Kraft, welche sie erfordert, und durch die Leichtigkeit, mit der der Gang ihrer Bewegung regulirt werden kann, sowie durch ihre praktische Form empfiehlt, ist eine sehr compendiös construirte tragbare hydraulische Presse, in welcher statt Wasser Oel angewendet wird. Der Stempel dient als Windenkopf; er ist hohl und enthält sowohl den Oelvorrath als die Druckpumpe, welche das Oel durch ein im Boden befindliches Ventil unter den Stempel prefst. *Bx.*

O. de Lacolonge. Ueber ein Poncelet-Rad auf der Pulvermühle zu Angoulême. Polyt. C. Bl. 1854. p. 449-468†, p. 643-658†; Gén. industr. 1854 Janvier-Avril p. 50, p. 88, p. 152, p. 210.

Der Aufsatz enthält eine sehr ausführliche und motivirte Beschreibung des Rades und der Details der Construction, und berichtet eingehend über umfassende Versuche, die an demselben angestellt worden. Die Versuche ergaben, dafs das Rad bei fast allen Geschwindigkeiten sehr regelmäfsig arbeitete, und unter normalen Verhältnissen und frei über dem Unterwasserspiegel hängend den verhältnifsmäfsig sehr hohen Wirkungsgrad 0,678 zeigte. Dieser Wirkungsgrad änderte sich überdies nur unbedeutend, wenn die Dicke des Aufschlagstrahles zwischen 0,15 und 0,30 Meter wechselte, so dafs, gleiche Geschwindigkeit vorausgesetzt, die Leistung des Rades nahezu der Höhe des Schützenzuges proportional gefunden wurde. Dagegen zeigte sich im Widerspruch mit der gewöhnlichen Theorie, aber im Einklang mit früheren von Hülsse, Kato und Brückmann an Kropfrädern ge-

machten Erfahrungen (Berl. Ber. 1850, 51. p. 199), dafs der Wirkungsgrad auf 0,752 stieg, wenn das Rad etwa um die halbe Dicke des zufliefsenden Strahles im Unterwasser badete.

In einem Anhange entwickelt der Verfasser eine Formel für den Winkel α, welchen der Radhalbmesser mit dem Schaufelhalbmesser am Schaufelende einschliefst, nämlich

$$\sin^2\alpha = \frac{1}{2} - \frac{R-2E}{2\sqrt{[R(R+4E)]}},$$

wo R den Radhalbmesser und E die Dicke des Wasserstrahles bezeichnet, und untersucht die Bewegung des längs den Schaufeln aufsteigenden Wassers. *Bx.*

JONES. Patent feathering paddle-wheel. Mech. Mag. LX. 505-506†.

Die Schaufeln dieses Rades sind mittelst Zapfen beweglich in die Radkränze eingesetzt; auf der einen Seite sitzen an diesen Zapfen Kurbeln, deren Enden drehbar an einen grofsen, frei an diesen Kurbeln neben dem Radkranze hängenden eisernen Ring befestigt sind. Das Gewicht dieses Ringes zieht die Schaufeln stets in eine solche Lage, dafs die unten befindlichen das Wasser unter einem günstigen Winkel treffen, und hält sie in dieser Lage mit einer hinreichenden Kraft um den Widerstand des Wassers auszuhalten, gestattet aber gleichwohl, dafs das ganze System nachgiebt, wenn die Schaufeln gegen feste Körper treffen. *Bx.*

BANNER. Oberschlächtige Wasserräder. Polyt. C. Bl. 1854. p. 1307-1307†; Civil engin. and arch. J. 1854 July p. 268.

Hr. BANNER giebt den Schaufeln seines Rades eine solche Krümmung, dafs die durch den Schwerpunkt des in jeder Schaufel enthaltenen Wassers gehende Verticale immer normal gegen die Schaufelcurve steht, und umgiebt das Rad auf der beaufschlagten Seite mit einem vom Radmittel aus senkrecht in die Höhe gehenden, stets mit Wasser gefüllten Mantel. *Bx.*

J. WHITELAW. Horizontal water-wheel. Mech. Mag. LX. 409-413†.

Dieses Wasserrad ist eine Reactionsturbine mit zwei gekrümmten Armen. Sehr sinnreich ist die selbstthätig wirkende Regulirung der Ausströmungsöffnungen; die innere Seitenwand der Mundstücke ist in der Art beweglich, dafs durch sie die Ausströmungsöffnungen beliebig verengt oder ganz geschlossen werden können, immer aber die Canäle allmälig und continuirlich sich zur jedesmaligen Ausflufsöffnung verjüngen. Diese beweglichen Wände sind mit zwei in ausgebohrten Cylindern spielenden Kolben verbunden, hinter welche durch einen am Rade befindlichen Vierweghahn bald das unter dem Drucke des Oberwasserspiegels stehende Wasser aus dem Rade, bald das Unterwasser geleitet wird. Der am Conus dieses Hahnes befestigte, in der Richtung des Radradius umgebogene Hebel endigt nahe dem Umfange des Rades mit einem Gewichte, wird aber durch Federn nach der entgegengesetzten Richtung gezogen. Bei schneller Rotation des Rades überwindet die Centrifugalkraft dieses Gewichtes den Widerstand der Federn und öffnet den Hahn, so dafs das Wasser aus dem Rade hinter die Kolben tritt und die Ausflufsöffnungen weiter schliefst; bei langsamer Rotation jedoch überwiegt die Kraft der Federn, der Hahn wird geschlossen, der Raum hinter den Kolben tritt mit dem Unterwasser in Communication, und nun kann der Seitendruck des ausfliefsenden Wassers die Ausmündung erweitern.

Bx.

Fernere Literatur.

A. W. VOLKMANN. Erläuterung und Rechtfertigung der hydraulischen Grundsätze, welchen ich in meinem Werke über Hämodynamik gefolgt bin. MÜLLER Arch. 1854. p. 119-152.

9. Aëromechanik.

Beaufils. Note sur un moyen de faire monter et descendre les aérostats. C. R. XXXIX. 475-475†; Dingler J. CXXXIV. 156-157†.

Der Verfasser schlägt vor, in Fällen, wo man einen Theil des Gases aus dem Ballon entfernen mufs, sei es dafs man sinken will, oder dafs der Ballon in grofsen Höhen zu stark gespannt ist, dasselbe mittelst einer Compressionspumpe in ein unter der Gondel befindliches starkwandiges Gefäfs zu pressen, aus dem man es nach Erfordern wieder in den Ballon einströmen lassen kann. Es gehe so kein Gas verloren und man könne das specifische Gewicht des Systemes innerhalb gewisser Gränzen nach Belieben ändern. *Bx.*

J. Natterer. Gasverdichtungsversuche. Wien. Ber. XII. 199-208†; Chem. C. Bl. 1854. p. 673-680; Pogg. Ann. XCIV. 436-446; Arch. d. sc. phys. XXIX. 342-344; Z. S. f. Math. 1856. 1. p. 188-190.

Hr. Natterer veröffentlicht neue Versuche, die er mit seinem früher beschriebenen Apparate über die Compression verschiedener Gasarten (Berl. Ber. 1850, 51. p. 274) angestellt hat.

Zur Bestimmung des Druckes im Compressionscylinder war in diesem noch ein Ventil angebracht worden, bestehend aus einem 1⅛ Zoll langen gehärteten Stahlstift von 1,445 Wiener Linien Durchmesser, welcher in einer entsprechenden Durchbohrung des Cylinders sorgfältig eingeschliffen war, und überdies durch eine an seinem unteren Ende angebrachte Lederscheibe gedichtet wurde. Dieser Stift wirkte auf ein Hebelsystem, aus dessen Belastung der Druck ermittelt werden konnte. Seine Reibung wurde in Rechnung gezogen; doch scheint diese Correction immerhin etwas unsicher, da zur Bewegung des Stiftes ein Druck von etwa 10 Atmosphären nöthig war.

Bei den Versuchen wurde nun das Gas in dem Compressionsrecipienten bis zu einem gewissen Drucke — gewöhnlich bis 2790 Atmosphären, beim Sauerstoff aber, wo sonst eine Entzündung der Lederdichtung zu befürchten war, nur bis 1354 Atmosphären — comprimirt; und dann liefs man es durch einen Schraubenhahn, der ein sehr langsames Ausströmen gestattete, zur Messung des Volumens unter eine graduirte Glocke treten. Und zwar liefs man je 10 Volumina ausströmen — die Theilung der Glocke hatte das Volumen des Compressionscylinders zur Einheit — und bestimmte dann den Druck von Neuem.

Es zeigte sich in Uebereinstimmung mit den früheren Versuchen, dafs die Dichte viel langsamer wächst als der Druck, und dafs umgekehrt bei Verminderung der Dichte der Druck in weit höherem Maafse abnimmt; und zwar war das Gesetz der Zusammendrückbarkeit bei den verschiedenen Gasen ein verschiedenes. Um einen gleichen Druck von 2790 Atmosphären zu erhalten mufsten

von Wasserstoff	1008
- Stickstoff	705
- atmosphärischer Luft. . .	726
- Kohlenoxydgas	727

Volumina in den Recipienten geprefst werden. Wurden dann 10 Volumina unter die Glocke gelassen, so betrug die Druckverminderung nicht etwa 10 Atmosphären, sondern bedeutend mehr, nämlich

	Atmosphären
bei Wasserstoff	101
- Stickstoff	136
- atmosphärischer Luft . . .	131
- Kohlenoxydgas	163

Unsere Quelle giebt die Resultate der Versuche, welche in dieser Weise mit Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff, atmosphärischer Luft und Kohlenoxydgas unter Verminderung der Dichte um je 10 Volumina bis abwärts zur einfachen Atmosphärenspannung angestellt werden, vollständig an.

Das Mariotte'sche Gesetz bestätigt sich nach diesen Versuchen.

	Atmosphären
bei Wasserstoff bis zu einem Drucke von	78
- Sauerstoff - - -	177
- Stickstoff - - -	85
- atmosphärischer Luft - -	96
- Kohlenoxydgas - -	127

Bx.

C. Brunner. Ueber ein Mittel um auf chemischem Wege einen luftleeren Raum zu erzeugen. Mitth. d. naturf. Ges. in Bern 1854. p. 1-9†; Arch. d. sc. phys. XXVI. 164-165; Silliman J. (2) XVIII. 416-416; Pogg. Ann. XCIV. 523-530; Erdmann J. LXV. 126-128; Polyt. C. Bl. 1855. p. 1143-1145; Würzb. Wochenschr. 1855. No. 23; Z. S. f. Naturw. V. 380-381; Dingler J. CXXXVII. 79-80; Arch. d. Pharm. (2) LXXXIV. 299-301; Z. S. f. Math. 1856. 1. p. 188-190.

Bekanntlich hat Andrews gelehrt (Berl. Ber. 1852. p. 135) das Vacuum im Recipienten einer Luftpumpe dadurch vollkommener zu machen, dafs man die atmosphärische Luft zunächst durch Kohlensäuregas ersetzt, und den Rest dieses durch Kalilauge absorbiren läfst. Hr. Brunner wendet ein ähnliches Verfahren an, um mit gänzlicher Umgehung der Luftpumpe einen luftleeren Raum herzustellen; er treibt erst die Luft durch eingeleitetes Kohlensäuregas aus und läfst diese dann durch gelöschten kaustischen Kalk absorbiren. Zu dem Ende wird unter den Recipienten oder in ein anderes passend eingerichtetes Gefäfs eine Schale mit ungelöschtem gebranntem Kalk und eine andere mit englischer Schwefelsäure gesetzt; dann leitet man einen Strom von trockner Kohlensäure hinein, welche die atmosphärische Luft sehr vollständig verdrängt; endlich wird nach Schliefsung des Gefäfses durch eine einfache Vorrichtung Wasser oder Kalilauge auf den Kalk gespritzt. Die Absorption der Kohlensäure geht dann sehr rasch von statten, rascher und vollständiger als durch kaustisches Kali, und die vorhandenen Wasserdämpfe werden nach einiger Zeit von der Schwefelsäure aufgenommen. Es gelang Hrn. Brunner nach diesem Verfahren ein vollständigeres

Vacuum zu erreichen, als dies mit den meisten Luftpumpen möglich ist. Statt der Kohlensäure kann auch Ammoniakgas angewendet werden, zu dessen Absorption dann nur Schwefelsäure nöthig ist. Die übrigen leichter darstellbaren Gase, wie schweflige Säure oder Chlorwasserstoffsäure sind in den meisten Fällen wegen ihrer chemischen Einwirkung auf einzelne Apparattheile nicht anwendbar. *Bx.*

H. T. S. HILLS. An improved air-pump. Mech. Mag. LXI. 324-325†.

Bei der Luftpumpe, welche Hr. HILLS in Vorschlag bringt, die aber schwerlich Freunde finden dürfte, soll der Stiefel sehr lang — etwa 5 Fufs, jedenfalls aber über 36 Zoll lang — und um eine in der Mitte der Länge angebrachte horizontale Axe drehbar sein, so dafs seine Axe bei der Drehung eine verticale Ebene beschreibt. An beiden Enden dieses rotirenden Stiefels befinden sich nach aufsen aufschlagende Ventile; ferner sind von der Axe aus, deren hinteres Ende hohl ist und mittelst einer Stopfbüchse in den Recipienten mündet, Canäle längs des Stiefels bis zu dessen Ende geführt, wo sie mit demselben durch Ventile communiciren. Als Stempel dient eine Quecksilbersäule, welche durch zwei mittelst eines Drahtes verbundene Kolben zusammengehalten wird; dieser Quecksilberkolben mufs so schwer sein, dafs er nicht nur die Reibung im Stiefel, sondern auch den Druck der Atmosphäre gegen die äufseren Ventile zu überwinden vermag; er mufs also eine Länge von mindestens 33 Zoll haben. Bei langsamer Drehung der Axe fällt nun dieser Kolben hin und her und bewirkt dadurch die Evacuation des Recipienten.

Bx.

E. H. v. BAUMHAUER. Aspirator und Perspirator. LIEBIG Ann. XCI. 19-21†.

Dieser Apparat ist eine Abänderung des Wendeaspirators; bei demselben findet vermöge einer besonderen Construction der Hähne das Ansaugen der Luft stets durch dasselbe Ende der hohlen Axe, und ebenso das Ausblasen der Luft aus dem Aspi-

rator stets durch das andere Ende der Axe statt, welches der beiden Gefäfse sich auch oben befinden mag, so dafs beim Wenden des Apparates kein Wechsel der an denselben angehängten Röhrenverbindungen nöthig ist. Die Beschreibung der Construction ist im Original nachzusehen; dieselbe würde ohne Zeichnung nicht verständlich sein.

Bei Gelegenheit eines Aufsatzes über ein neues Hygrometer in Pogg. Ann. XCIII. 346† beschreibt der Verfasser noch eine Abänderung dieses Apparates, durch welche er denselben constant wirkend eingerichtet hat. *Bx.*

S. Hughes. Ueber den Ausflufs des Leuchtgases und die Bewegung desselben in den Leitungsröhren. Polyt. C. Bl. 1854. p. 66-76†; Civilingenieur 1853. p. 312.

Neue Versuche über den Ausflufs des Leuchtgases werden in dieser Abhandlung nicht mitgetheilt. Der Verfasser discutirt die von verschiedenen Gasingenieuren gesammelten Erfahrungen, und zeigt, dafs dieselben mit einander und mit den theoretischen Formeln nicht in Einklang zu bringen seien, indem sie für den Coëfficienten x in der Formel des Ausflusses

$$Q = xD^2\sqrt{\frac{H}{L.g}}$$

statt constanter Werthe, Werthe ergaben, die zwischen 860 und 7255 variiren. Obwohl bei der roh empirischen Weise, in welcher die meisten dieser Versuche, wo nicht alle, angestellt worden, solche Differenzen nicht sehr befremden sollten, glaubt der Verfasser doch, sie ganz dem Einflusse der Reibung beimessen und diesen Einflufs der Quadratwurzel aus dem Röhrendurchmesser proportional setzen zu dürfen, wodurch er die Formel

$$Q = 1335D^2\sqrt{\frac{HD}{L.g}}$$

erhält. *Bx.*

Montigny. Anémomètre chronométrique. Cosmos V. 88-93; Polyt. C. Bl. 1854. p. 1089-1092†.

Das Anemometer des Hrn. Montigny ist eine Pendeluhr, an deren Pendel aufserhalb des Gehäuses eine leichte Scheibe senkrecht gegen die Schwingungsebene des Pendels befestigt ist. Wird diese Scheibe einem senkrecht dagegen treffenden Luftstrome ausgesetzt, so ändert sich natürlich der Gang der Uhr und Hr. Montigny will nun aus der Abweichung des Ganges bei der Vergleichung mit einem Chronometer auf die mittlere Geschwindigkeit jenes Luftstromes schliefsen. Er giebt für dieselbe den Ausdruck

$$V = q\sqrt{\left(2\frac{a}{T}+\frac{a^2}{T^2}\right)},$$

worin q ein constanter Coëfficient und a die Gangdifferenz (das Voreilen) während der Zeit T ist. *Bx.*

T. Lemielle. Grubenventilator. Polyt. C. Bl. 1854. p. 133-134†; Civilingenieur 1853. p. 83.

Dieser Ventilator besteht aus einer rotirenden Blechtrommel ohne Seitenwände, auf deren Umfang eine Anzahl nach demselben Cylinder gekrümmter Schaufeln mit Scharnieren aufgesetzt sind, welche im Laufe einer jeden Umdrehung durch excentrisch befestigte Lenkstangen aufgerichtet und wieder niedergelegt werden, und dabei mit ihren freien Enden gegen einen ebenfalls excentrisch gestellten cylindrischen Mantel streifen. *Bx.*

H. Resal. Mémoire sur le calcul de l'effet utile et la construction du ventilateur à force centrifuge. Ann. d. mines (5) V. 456-472†; Polyt. C. Bl. 1855. p. 326-338; London J. 1855 Jan. p. 44.

Der Verfasser nimmt bei seiner Untersuchung der Centrifugalventilatoren an, dafs der einzige zu beachtende Widerstand

beim Durchgange der Luft durch den Ventilator in den Verlusten an lebendiger Kraft beruhe, welche den mehr oder weniger plötzlichen Geschwindigkeitswechseln beim Eintritte des Fluidums aus dem centralen Canale zwischen die Schaufeln und beim Austritte aus denselben in den excentrischen Mantelraum und in den Ausblasecanal entsprechen; überdies abstrahirt er von der Zusammendrückbarkeit der Luft.

Zuerst wird der Fall eines Gebläseventilators behandelt. In Betreff des Mantels setzt zunächst der Verfasser voraus, dafs diejenige Gestalt am vortheilhaftesten sei, bei welcher die Geschwindigkeit der hindurchströmenden Luft an allen Punkten dieselbe ist, das heifst: bei welcher der normale Querschnitt des Raumes zwischen Radumfang und Mantel proportional dem Bogen des Radumfanges von dem Punkte, wo der Mantel sich von diesem trennt, bis zu dem betrachteten Punkte zunimmt. Dies giebt ihm für die Höhe dieses Querschnittes h die Relation $h = s \cos \delta$, worin s der eben gedachte Bogen und δ der Winkel ist, welchen h im betrachteten Punkte mit der Tangente des Radumfanges einschliefst, eine Relation, welche eine leichte geometrische Construction der Mantelcurve gestattet. Der Winkel δ bestimmt sich aus der Höhe der Ausmündung des Mantels und der Länge des Bogens, auf welchem der Mantel sich vom Ventilatorrade entfernt. Bei der gewöhnlichsten und, wie später erhellt, auch vortheilhaftesten Construction, wo die Mantelspirale in einem vollen Umgange das Rad umfafst und wo die Höhe der Ausmündung gleich dem halben Radius des Rades ist, beträgt dieser Winkel 87° 43′ 10″.

Hierauf wird der Gesammtverlust an lebendiger Kraft beim Durchgange durch den Ventilator untersucht. Der Verfasser findet dafür den Ausdruck

$$\frac{\varrho}{g} Q V^2 + \frac{\varrho}{g} \cdot Q V^2 \cdot \frac{4 m^2 \pi^2 r^4}{l^2 (\varphi + \psi)^2} \left\{ \frac{1}{r^2} + \frac{1}{r_1^2} + \psi \left[\left(\frac{\psi}{d(\psi + \varphi)} - \frac{1}{D} \right)^2 \varphi + \frac{2 \psi (\varphi - \sin \varphi)}{D \, . \, d(\varphi + \psi)} \right] + \frac{\varphi^2 - \sin^2 \varphi}{D^2} - \frac{4 \sin^2 \frac{1}{2} \varphi}{D r^1} \right\},$$

worin ϱ das specifische Gewicht der Luft, r und r^1 der innere und der äufsere Radius des Ventilatorrades, l dessen Breite, D die Höhe des Ausströmungscanales, V die Geschwindigkeit der

Luft im centralen Saugecanale, m der entsprechende Contractionscoëfficient, Q das Volumen der ausgeblasenen Luft, ψ und φ die Centriwinkel, welche zwei von den Endpunkten des cylindrischen Theiles des Mantels gezogene Radien mit der Verticalen einschliefsen, und d die Höhe der Ausmündung des Mantels bezeichnen.

Es fragt sich nun, unter welchen Bedingungen der obige Ausdruck ein Minimum ist; die strenge Behandlung dieser Frage führt natürlich auf transcendente Gleichungen; der Verfasser schlägt daher einen Näherungsweg ein und kommt zu dem Resultate, dafs der Winkel $\varphi = 0$ und $\psi = 2\pi$ sein, d. h. dafs der Mantel keinen cylindrischen Theil haben, sondern in einem ganzen Umgange das Ventilatorrad spiralförmig umgeben müsse. Zugleich ergeben sich dann zur Bestimmung der Winkel α und α', welche die Schaufeln mit dem inneren und mit dem äufseren Radius des Rades einschliefsen, noch die Gleichungen

$$\cot\alpha = -\frac{l\omega}{mV}$$

und

$$\cot\alpha' = -\frac{r'^2}{r^2}\cdot\frac{l\omega}{mV} + \frac{2\pi r'}{d} = \frac{r'^2}{r^2}\cdot\cot\alpha + \frac{2\pi r'}{d},$$

in welchen ω die Winkelgeschwindigkeit der Rotation ist und die übrigen Buchstaben die früher angegebene Bedeutung haben.

Zur Anwendung dieser Formeln auf die Praxis übergehend, macht Hr. Resal darauf aufmerksam, dafs in der Regel die meisten Dimensionen durch die Umstände gegeben sind, und man nur entweder die Breite l oder den Winkel α beliebig zu wählen hat. Er empfiehlt in solchem Falle α zu bestimmen, und zwar so, dafs man ebene Schaufeln erhält; dann kommt noch die Relation hinzu

$$r\cos\alpha = r'\cos\alpha',$$

und der letztgedachte Ausdruck geht über in

$$r\cot\alpha' = r'\cot\alpha\cdot\frac{r'}{r} + \frac{2\pi r'}{d}.$$

Es wird dann eine Methode angegeben, mit Hülfe dieser Relation, welche die Gleichung einer Geraden ist, die Schaufelung geometrisch zu construiren; die Zahl der Schaufeln räth der

Verfasser, gestützt auf die vorhandenen Versuche, zwischen 6 und 16 zu wählen.

Zum Schlusse werden die entsprechenden Formeln für einen Ventilator angegeben, welcher als Aspirator wirken soll. Hier hat man unter anderen die Gleichung

$$r^2 \cot \alpha' = r'^2 \cot \alpha,$$

welche die Relation

$$r \cos \alpha = r' \cos \alpha',$$

d. h. also die Anwendung ebener Schaufeln, ausschliefst. *Bx.*

Zweiter Abschnitt.

A k u s t i k.

---

12. Akustik.

Quet. Nouvelle théorie des tuyaux sonores. C. R. XXXIX. 279-282†; Inst. 1854. p. 279-280; Cosmos V. 340-340; Liouville J. 1855. p. 1-35†.

In dem vorjährigen Bericht über die Arbeiten Masson's (p. 159) wurden die Formeln Poisson's erwähnt, nach welchen in einer offenen, mit Luft erfüllten, cylindrischen Röhre von der Länge l, wenn die Geschwindigkeit der Luft zur Zeit t am Anfang der Röhre $h \sin \frac{2\pi at}{\lambda}$ und a die Schallgeschwindigkeit ist, die Geschwindigkeit v und die Verdichtung s zur Zeit t in der Entfernung x vom Anfang der Röhre durch

$$v = \frac{h \cos 2\pi \frac{l-x}{\lambda} \sin \frac{2\pi at}{\lambda}}{\cos \frac{2\pi l}{\lambda}},$$

$$s = \frac{h \sin 2\pi \frac{l-x}{\lambda} \cos \frac{2\pi at}{\lambda}}{a \sin \frac{2\pi l}{\lambda}}$$

dargestellt wird.

Aus diesen Formeln folgt, daſs die Röhre um so stärker tönt, je mehr sich die Länge der Röhre einem ungeraden Vielfachen von $\frac{1}{4}\lambda$ (einem Viertel der Wellenlänge) nähert, und daſs der Ton am schwächsten ist, wenn die Länge der Röhre ein Viel-

faches der halben Wellenlänge ($\frac{1}{2}\lambda$) beträgt, was auch durch die Versuche von Hopkins bestätigt wurde.

Hr. Quet ist ebenso wie Masson der Meinung, dafs dieses Resultat mit der Erfahrung im Widerspruch stehe, nach welcher offene, cylindrische Röhren um so stärker und leichter tönen, je mehr sich ihre Länge einem Vielfachen der halben Wellenlänge nähert, dagegen mittelmäfsig oder gar nicht tönen, wenn ihre Länge einem ungeraden Vielfachen des Viertels der Wellenlänge nahe kommt.

Die „neue Theorie" von Hrn. Quet enthält nun eine theoretische Nachweisung des angegebenen Erfahrungssatzes, schliefst aber auch, wie wir zeigen werden, das Poisson'sche Resultat mit ein. Da der Verfasser zugleich eine elementare Ableitung seiner Formeln unter der Voraussetzung gewisser bekannter Gesetze der Schallschwingung in cylindrischen Röhren gegeben hat, so möge es uns der Vollständigkeit wegen erlaubt sein, diese vorher in möglichster Kürze zu entwickeln.

Diese Gesetze gelten unter der Voraussetzung,

1) dafs die in der cylindrischen Röhre von beliebigem Querschnitt enthaltene Luft im Zustande des Gleichgewichts überall dieselbe Temperatur und Dichtigkeit habe;
2) dafs die Schwere der Luft und die Reibung an den Wänden der Röhren aufser Betracht bleiben;
3) dafs die Lufttheilchen eines und desselben Querschnitts sich mit gleicher Geschwindigkeit parallel den Seiten des Cylinders bewegen, mithin immer in einem Querschnitt und in gleichem Zustand der Dichtigkeit und des Drucks sich befinden;
4) dafs die Entfernungen der Lufttheilchen aus der Lage des Gleichgewichts und folglich die Geschwindigkeiten, die Aenderungen des Drucks und der Dichtigkeit während der Dauer der Schallschwingungen verschwindend klein seien;
5) dafs die Schwingungen so schnell auf einander folgen, dafs die durch die Veränderungen der Dichtigkeit verursachten Temperaturerniedrigungen sich nicht merklich ausgleichen, mithin die Lufttheilchen während der Schallbewegung weder Wärme aufnehmen noch abgeben.

Wir nehmen eine den Seiten des Cylinders parallele Gerade zur Axe der x an, bezeichnen mit q den constanten Querschnitt des Cylinders und mit ϱ, p, s und v diejenigen von x und t abhängigen Functionen, welche respective die Dichtigkeit, den Druck, die Verdichtung und die Geschwindigkeit der Lufttheilchen in dem zu x gehörigen Querschnitt zur Zeit t darstellen.

Untersuchen wir nun die Bewegung der Luftschicht, welche zur Zeit t von den Querschnitten, deren Abscissen x und $x+dx$ sind, begränzt wird. Die Masse dieser Luftschicht ist $\varrho q dx$, und die auf dieselbe wirkenden bewegenden Kräfte sind der auf die Vorderfläche nach der Axe der x gerichtete Druck qp und der entgegengesetzt gerichtete Druck auf die Hinterfläche $-q\left(p+\frac{dp}{dx}dx\right)$. Man hat demnach, da die vollständige Ableitung von v nach t, indem v von x und von t abhängt,

$$\frac{dv}{dt}+\frac{dv}{dx}\cdot\frac{dx}{dt}=\frac{dv}{dt}+\frac{dv}{dx}v$$

ist, die Bewegungsgleichung

$$qp-q\left(p+\frac{dp}{dx}dx\right)=\varrho q dx\left(\frac{dv}{dt}+\frac{dv}{dx}v\right)$$

oder

$$(1)\qquad \frac{1}{\varrho}\cdot\frac{dp}{dx}=-\frac{dv}{dt}-v\frac{dv}{dx}.$$

Mit dieser Gleichung zwischen ϱ, p und v verbinden wir zunächst die Gleichung

$$(2)\qquad \varrho=D(1+s),$$

wo D die Dichtigkeit im Zustand des Gleichgewichts bedeutet, und die Gleichung zwischen p und s, welche sich aus der Bedingung ergiebt, dafs die Lufttheilchen weder Wärme aufnehmen noch abgeben.

Um diese letztere Gleichung zu erhalten, können wir, da es sich bei den Schallschwingungen nur um verschwindend kleine Aenderungen des Druckes und Volumens handelt, die beiden specifischen Wärmen bei gleichem Druck und bei gleichem Volumen, welche wir respective durch c und c' bezeichnen, jedenfalls als constant betrachten.

Wenn demnach einer Gasmenge m, deren Druck, Volumen

und Temperatur bezüglich P, V und T seien, die Wärmemenge $\Delta_v W$ mitgetheilt, und dadurch bei constantem Druck P das Volumen V in $V + \Delta V$ und die Temperatur in $T + \Delta_v T$ verwandelt wird, so ist

$$\Delta_v W = mc \,.\, \Delta_v T.$$

Wird dann durch das Hinzutreten der Wärmemenge $\Delta_p W$ bei ungeändertem Volumen $V + \Delta V$ der Druck P in $P + \Delta P$ und die Temperatur in $T + \Delta_v T + \Delta_p T$ verwandelt, so ist

$$\Delta_p W = mc' \,.\, \Delta_p T.$$

Die gesammte, zur Aenderung des Volumens und des Druckes verwandte Wärmemenge ist also

$$\text{(a)} \quad \Delta_v W + \Delta_p W = m(c \,.\, \Delta_v T + c' \,.\, \Delta_p T).$$

Nach dem Mariotte'schen und dem Gay-Lussac'schen Gesetz ist aber

$$PV = k(1 + \alpha T),$$

wo k der Werth des Produkts aus Druck und Volumen bei der Temperatur Null und α der Ausdehnungscoëfficient des Gases ist.

Wird in dieser Gleichung zuerst das Volumen um ΔV und dann bei dem Volumen $V + \Delta V$ der Druck um ΔP geändert, so erhält man

$$P(V + \Delta V) = k\{1 + \alpha(T + \Delta_v T)\},$$

und

$$(P + \Delta P)(V + \Delta V) = k\{1 + \alpha(T + \Delta_v T + \Delta_p T)\},$$

und durch Verbindung dieser beiden Gleichungen mit der vorigen

$$P \,.\, \Delta V = \alpha k \,.\, \Delta_v T$$

und

$$(V + \Delta V)\, \Delta P = \alpha k \,.\, \Delta_p T.$$

Eliminirt man zwischen diesen beiden Gleichungen und der Gleichung (a) $\Delta_v T$ und $\Delta_p T$, so ergiebt sich

$$\Delta_v W + \Delta_p W = \frac{m}{\alpha k}\{cP \,.\, \Delta V + c'(V + \Delta V) \,.\, \Delta P\}.$$

Ebenso erhält man, wenn zuerst der Druck und dann das Volumen geändert wird,

$$\Delta_v W + \Delta_p W = \frac{m}{\alpha k}\{c(P + \Delta P) \,.\, \Delta V + c' V \,.\, \Delta P\}.$$

Da $c > c'$, so sind beide Ausdrücke von einander verschieden, und es zeigt sich, dafs die zu derselben Aenderung des Drucks und des Volumens erforderliche Wärmemenge von der Art der

Aufeinanderfolge der Aenderungen abhängt. Für verschwindend kleine Aenderungen des Drucks und Volumens verschwindet aber $\varDelta V$ gegen V und $\varDelta P$ gegen P, und man hat, unabhängig von der Aufeinanderfolge der Aenderungen, mithin auch, wenn die Aenderungen ganz oder zum Theil gleichzeitig erfolgen,

$$\text{(b)}\quad \varDelta_v W + \varDelta_p W = \frac{m}{ak}(cP\cdot\varDelta V + c'V\cdot\varDelta P)\ ^{1)}.$$

Wenn, wie bei den Schallschwingungen vorausgesetzt wird, die Gasmenge weder Wärme aufnimmt noch abgiebt, so ist

$$cP\cdot\varDelta V + c'V.\varDelta P = 0,$$

oder

$$\text{(c)}\quad \varDelta P = -\frac{c}{c'}\cdot P\cdot\frac{\varDelta V}{V}.$$

Bedeuten nun P und V den Druck und das Volumen eines Lufttheilchens, welches sich zur Zeit t in dem zu x gehörigen Querschnitt befindet, im Zustand des Gleichgewichts, und $\varDelta P$ und $\varDelta V$ die erlittenen Aenderungen des Drucks und des Volumens zur Zeit t, so ist $p = P + \varDelta P$, und $-\frac{\varDelta V}{V}$ die durch s bezeichnete Verdichtung, und die Gleichung (c) giebt

$$\varDelta P = \frac{c}{c'}Ps,$$

mithin

$$p = P\left(1 + \frac{c}{c'}s\right)$$

oder

$$\text{(3)}\quad \frac{dp}{dx} = \frac{c}{c'}\cdot P\cdot\frac{ds}{dx}.$$

[1]) Hoppe, dessen Betrachtungsweise wir hier gefolgt sind (Pogg. Ann. XCVII. 30), schreibt die obige Gleichung nur mit anderen Constanten, $dW = \frac{m}{ak}(cP.dV + c'V.dP)$. Es ist jedoch dW nicht als das Differential einer dem Gase früher mitgetheilten Wärme zu betrachten, da diese von der Art, wie die Zustände des Gases sich änderten, abhängt. Daher sind die von Hoppe gebrauchten Bezeichnungen $\frac{dW}{dV}$ und $\frac{dW}{dP}$ keine Differentialquotienten, wie auch auf einer solchen Annahme die Folgerungen Hoppe's nicht beruhen, und man kann nicht schliefsen $\frac{d^2W}{dV.dP} = \frac{d^2W}{dP.dV}$, eine Gleichung, welche auf $c = c'$ führen würde.

Die Substitution dieses Werthes für $\frac{dp}{dx}$ und desjenigen für ϱ aus Gleichung (2) in (1) giebt

$$(4)\quad \frac{c}{c'}\cdot\frac{P}{D}\cdot\frac{1}{1+s}\cdot\frac{ds}{dx}=-\frac{dv}{dt}-v\frac{dv}{dx}.$$

Da s und v verschwindend klein sind, so fällt s gegen 1 und $v\frac{dv}{dx}$ gegen $\frac{dv}{dt}$ fort, und man hat

$$(5)\quad \frac{c}{c'}\cdot\frac{P}{D}\cdot\frac{ds}{dx}=-\frac{dv}{dt}.$$

Um zu dieser Gleichung zwischen s und v eine zweite zu erhalten, kann man von der Betrachtung ausgehen, dafs durch $\varrho q dx$, während ϱ und dx sich ändern, immer dieselbe Luftmasse ausgedrückt werden mufs. Es ist also, da q constant ist,

$$(6)\quad \varrho dx = \text{const.},$$

mithin, weil ϱ eine Function von t und x ist,

$$\left(\frac{d\varrho}{dt}+\frac{d\varrho}{dx}\cdot\frac{dx}{dt}\right)dx+\varrho d\frac{dx}{dt}=0$$

oder

$$\left(\frac{d\varrho}{dt}+\frac{d\varrho}{dx}\cdot v\right)dx+\varrho dv=0,$$

und, da für ein verschwindend kleines v das Glied $\frac{d\varrho}{dx}\,v$ gegen $\frac{d\varrho}{dt}$ wegfällt,

$$(7)\quad \frac{d\varrho}{dt}+\varrho\frac{dv}{dx}=0.$$

Setzt man nach (2) in diese Gleichung $\varrho = D(1+s)$, so ist

$$\frac{d(1+s)}{dt}+(1+s)\frac{dv}{dx}=0$$

oder

$$\frac{ds}{dt}+(1+s)\frac{dv}{dx}=0,$$

mithin für ein verschwindend kleines s

$$(8)\quad \frac{ds}{dt}+\frac{dv}{dx}=0.$$

Diese Gleichung nach x und die Gleichung (5) nach t abgeleitet, ergeben

$$\frac{d^2s}{dt\,.\,dx}+\frac{d^2v}{dx^2}=0$$

und

$$\frac{c}{c'} \cdot \frac{P}{D} \cdot \frac{d^2 s}{dx \,.\, dt} = -\frac{d^2 v}{dt^2},$$

aus welchen man durch Elimination von s erhält

$$\frac{c}{c'} \cdot \frac{P}{D} \cdot \frac{d^2 v}{dx^2} = \frac{d^2 v}{dt^2}$$

oder, wenn

$$(9) \qquad a = \sqrt{\frac{c}{c'} \cdot \frac{P}{D}}$$

gesetzt wird, indem wir unter a den positiven Werth der Wurzel verstehen,

$$(10) \qquad \frac{d^2 v}{dt^2} = a^2 \frac{d^2 v}{dx^2}.$$

Die Gleichung (10) dient zur Bestimmung von v als Function von x und t, woraus man s durch eine der Gleichungen (5) oder (8), oder vielmehr deren Umformungen

$$(11) \qquad s = -\frac{1}{a^2}\int \frac{dv}{dt} dx,$$

$$(12) \qquad s = -\int \frac{dv}{dx} dt$$

erhält.

Das vollständige Integral der Gleichung (10) ist

$$(13) \qquad v = f(x + at) + F(x - at)$$

und demnach vermöge der Gleichung (11) oder (12)

$$s = -\frac{1}{a}\int f'(x + at)\, dx + \frac{1}{a}\int F'(x - at)\, dx$$

oder

$$s = -\int f'(x + at)\, dt - \int F'(x - at)\, dx,$$

mithin

$$(14) \qquad as = -f(x + at) + F(x - at).$$

f und F sind willkürliche Functionen, welche durch die anfänglichen Werthe von v und s in der Röhre und durch die Bedingungen an den Enden derselben zu bestimmen sind.

Um die Formeln (13) und (14) zur Ableitung einiger Gesetze zu benutzen, denken wir uns eine, zur Vermeidung der Gränzbedingungen, nach beiden Seiten unendlich verlängerte cylindrische Röhre, in welcher die auf der Axe der x senkrechten Luftschichten zur Zeit Null von $x = 0$ bis $x = c$ die gegebene

Geschwindigkeit φx parallel der Axe und die gegebene Verdichtung $\frac{1}{a}\psi x$ haben, sich aber in den übrigen Theilen der Röhre im Gleichgewicht befinden.

Alsdann ist

$$fx + Fx = \varphi x,$$
$$-fx + Fx = \psi x,$$

also

$$fx = \frac{\varphi x - \psi x}{2} \text{ und } Fx = \frac{\varphi x + \psi x}{2}.$$

Da φx und ψx für alle Werthe von x zwischen 0 und c gegeben, und gleich Null sind, wenn $x > c$ oder $x < 0$, so findet dasselbe für fx und Fx Statt. Ist daher $x > c$, so ist für alle Werthe von t, da dieselben wesentlich positiv sind, $f(x+at) = 0$, und die Gleichungen (13) und (14) reduciren sich auf

$$v = F(x-at),$$
$$as = F(x-at).$$

So lange, bei wachsendem t, $x-at > c$, sind v und as Null. Erlangt aber $x-at$ einen Werth e zwischen c und 0, so erhalten v und as denjenigen Theil der ihnen zur Zeit Null für $x = e$ zukommenden Werthe, welcher durch die Function F ausgedrückt wird. Wenn $x-at < 0$, so sind v und as wieder Null.

Es pflanzt sich also der durch F bestimmte Theil der Störung des Gleichgewichts, nämlich die Geschwindigkeit Fe und die Verdichtung $\frac{1}{a}Fe$, nach der positiven Seite der x durch den Raum $x-e$ in der durch $x-at = e$ oder $\frac{x-e}{t} = a$ gegebenen Zeit fort. Der Weg in der Zeiteinheit, oder die Schallgeschwindigkeit, ist also a, und in der nach der positiven Seite der x sich fortbewegenden Schallwelle verhält sich die Geschwindigkeit v zur Verdichtung wie $a:1$.

Wenn $x < 0$, so ist $F(x-at) = 0$ und

$$v = f(x+at),$$
$$as = -f(x+at).$$

Geschwindigkeit und Verdichtung sind also so lange Null, als $x+at < 0$. Wenn $x+at$ einen Werth e zwischen c und 0 erlangt, so erhalten v und as resp. die gleichen und entgegengesetzten Werthe fe und $-fe$, welche mit Fe zur Zeit Null die

zu $x = e$ gehörigen Werthe von v und as ausmachten. Wenn $x + at > e$, sind Geschwindigkeit und Verdichtung wieder Null. Da $e - x$ die absolute Entfernung der zu e und x gehörigen Querschnitte ist, so folgt aus $x + at = e$ oder $\frac{e-x}{t} = a$, dafs sich die Schallwelle auch nach der negativen Seite der Axe der x mit der Geschwindigkeit a fortpflanzt, und zwar mit denjenigen Theilen der Geschwindigkeit und der Verdichtung, welche sich zu einander verhalten wie $a : -1$. Nimmt man jedoch auch für diese Schallwelle die Geschwindigkeit in der Richtung der Fortpflanzung des Schalles als positiv an, so haben Geschwindigkeit und Verdichtung gleiche Vorzeichen.

Eine Störung des Gleichgewichts in einer cylindrischen Röhre theilt sich also auf die Weise in zwei Theile, dafs für den einen Theil nach der einen und für den anderen Theil nach der anderen Seite der Röhre Geschwindigkeit und Verdichtung gleiche Vorzeichen und das Verhältnifs $a:1$ haben. Jeder dieser Theile bewegt sich nach der entsprechenden Seite mit der Geschwindigkeit a.

Wenn für eine Störung in jedem Querschnitt das Verhältnifs der Geschwindigkeit zur Verdichtung $a:1$ oder $a:-1$ ist, so pflanzt sich diese Störung nach der Seite fort, nach welcher Geschwindigkeit und Verdichtung gleiche Vorzeichen haben.

Da der Quotient $\frac{c}{c'}$ in der Formel für die Schallgeschwindigkeit (9) durch directe Versuche nicht hinlänglich genau bekannt ist, so kann derselbe umgekehrt aus einer bekannten Schallgeschwindigkeit abgeleitet werden. Nimmt man nach den Pariser Versuchen von 1822 die Schallgeschwindigkeit in trockener atmosphärischer Luft von 0° Temperatur und $0{,}76^{m}$ Barometerstand gleich 333^{m}, den Quotienten der Dichtigkeit des Quecksilbers durch die Dichtigkeit der Luft unter denselben Umständen gleich 10466 und die Schwere zu Paris gleich $9{,}8088^{m}$ an, so ist

$$333 = \sqrt{\left[0{,}76 \,.\, 10466 \,.\, 9{,}8088 \,.\, \frac{c}{c'}\right]},$$

also $\frac{c}{c'} = 1{,}421$.

Wenn an mehreren Stellen einer nach beiden Seiten unendlich verlängerten cylindrischen Röhre zur Zeit Null Störungen des Gleichgewichts vorhanden sind, und Geschwindigkeit und Verdichtung der auf den Seiten der Röhre senkrechten Luftschichten vermöge einer Störung innerhalb eines gewissen Intervalls von x resp. durch $\varphi_1 x$ und $\frac{1}{a}\psi_1 x$, vermöge einer anderen Störung innerhalb eines anderen Intervalls durch $\varphi_2 x$ und $\frac{1}{a}\psi_2 x$ ausgedrückt werden u. s. f., wobei diese Functionen für alle Werthe von x aufserhalb der betreffenden Intervalle Null sind, so ist

$$fx = \frac{\varphi_1 x + \varphi_2 x + \ldots - (\psi_1 x + \psi_2 x + \ldots)}{2}$$

$$Fx = \frac{\varphi_1 x + \varphi_2 x + \ldots + (\psi_1 x + \psi_2 x + \ldots)}{2},$$

und man sieht durch eine gleiche Schlufsfolge wie vorhin leicht, dafs sich jede Störung nach dem angegebenen Gesetz nach beiden Seiten der Röhre fortpflanzt, und die Geschwindigkeiten und die Verdichtungen, wo sie auf ihrem Fortgang zusammentreffen, sich algebraisch summiren.

Wenn in einer nach einer Seite begränzten und offenen cylindrischen Röhre sich gegen das offene Ende eine Schallwelle bewegt und die Voraussetzung gemacht wird, dafs an diesem Ende die Verdichtung beständig Null sei, so kann dieser Bedingung dadurch entsprochen werden, dafs man die Röhre über das Ende hinaus unendlich verlängert, und in der Verlängerung der Röhre gegen den Gränzquerschnitt sich eine zweite Schallwelle bewegen läfst, welche mit der gegebenen Welle in gleichen Entfernungen von diesem Querschnitt gleiche und gleichgerichtete Geschwindigkeiten, aber gleiche und entgegengesetzte Verdichtungen habe. Da an dem Gränzquerschnitt gleiche, aber entgegengesetzte Verdichtungen zusammentreffen, so heben sie sich gegenseitig auf, aber die gleichen und gleichgerichteten Geschwindigkeiten summiren sich. Nachdem sich beide Wellen in der Nähe dieses Querschnitts gegenseitig durchdrungen haben, geht jede in dem anderen Theil der Röhre unverändert weiter. Der Erfolg ist also derselbe, als ob die Luftwelle in der gegebenen

Röhre sich an dem offenen Ende umböge und mit Beibehaltung der Richtung und Gröfse der Geschwindigkeiten, aber mit Umsetzung der Verdichtungen und Verdünnungen in gleich grofse Verdünnungen und Verdichtungen in die Röhre zurückkehre, oder:

Eine Schallwelle in einer offenen cylindrischen Röhre wird an dem offenen Ende ohne Aenderung der Richtung und Gröfse der Geschwindigkeiten, aber mit gleichen und entgegengesetzt gerichteten Verdichtungen reflectirt.

Bewegt sich in einer nach einer Seite durch einen festen Querschnitt begränzten cylindrischen Röhre gegen das geschlossene Ende eine Schallwelle, und setzt man voraus, dafs an diesem Querschnitt keine Bewegung stattfinde, so kann dieser Bedingung dadurch entsprochen werden, dafs man das Ende als offen annimmt, und an dasselbe die gegebene Röhre mit ihrer Schallwelle in umgekehrter Richtung ansetzt. Die Schallwelle in der auf diese Weise entstandenen Verlängerung der Röhre ist dann in Bezug auf den begränzenden Querschnitt hinsichtlich der Geschwindigkeit, Verdichtung und Bewegung das Spiegelbild der gegebenen. Da von beiden Wellen die entsprechenden Theile gleichzeitig an dem Ende der Röhre anlangen, so heben sich die gleichen und entgegengesetzt gerichteten Geschwindigkeiten auf, aber die Verdichtungen verdoppeln sich. Nach der gegenseitigen Durchdringung beider Wellen geht jede ungeändert in dem anderen Theile der Röhre fort. Mit anderen Worten:

An dem Ende einer geschlossenen cylindrischen Röhre wird eine Schallwelle mit Umkehrung der Geschwindigkeiten und Beibehaltung der Verdichtungen reflectirt.

Gehen wir nach Feststellung dieser Sätze zur elementaren Entwickelung der QUET'schen Theorie über.

Diese Theorie beruht auf der Annahme, dafs an den Enden einer begränzten Röhre, möge dieselbe offen oder geschlossen sein, keine vollständige Reflexion der Schallwellen stattfinde, sondern die absoluten Werthe der Geschwindigkeiten und Verdichtungen, welche sich in einer fortschreitenden Luftwelle immer zu einander wie $a:1$ verhalten, während der Reflexion in dem-

selben constanten, durch die Natur der Begränzung bedingten Verhältnifs vermindert werden. Bezeichnen wir für das Ende und den Anfang der Röhre die Verminderungsquotienten der Verdichtungen respective durch b und c, so sind die entsprechenden Quotienten der Geschwindigkeiten $-b$ und $-c$, und b und c sind positive oder negative echte Brüche, je nachdem das betreffende Ende der Röhre geschlossen oder offen ist.

Es wird nun vorausgesetzt, dafs der Anfang einer cylindrischen Röhre von einem ebenen Wellenzuge getroffen werde, dessen Wellenflächen parallel den Querschnitten der Röhre sind. Welches Verhältnifs der Geschwindigkeiten zu den Verdichtungen auch aufserhalb der Röhre unmittelbar vor dem ersten Querschnitt stattfinden möge, so ist für die in die Röhre eintretende Schallwelle doch das Verhältnifs der Geschwindigkeit zur Verdichtung $a:1$. Es erhalte demgemäfs der erste Querschnitt vermöge der äufseren Tonquelle zur Zeit t nach der Richtung der Röhre, deren Länge l sei, die Geschwindigkeit φt und die Verdichtung $\frac{1}{a}\varphi t$. Auf die anfänglichen Störungen im Innern der Röhre braucht nicht Rücksicht genommen zu werden, da nach einiger Zeit ihre Wirkungen vermöge der schwächenden Reflexionen an den Enden der Röhre unmerklich sind.

Untersuchen wir die Geschwindigkeit und Verdichtung der Lufttheilchen eines Querschnittes in der Entfernung x vom Anfang der Röhre zur Zeit t.

Zunächst werden diese Lufttheilchen von dem Impulse getroffen, welcher dem ersten Querschnitt durch die äufsere Tonquelle mitgetheit wurde, und den einfachen Weg bis zu dem Querschnitt x in der Zeit $\frac{x}{a}$ durchlaufen hat. Da dieser Impuls den ersten Querschnitt zur Zeit $t-\frac{x}{a}$ verliefs, so sind die durch ihn mitgetheilten Componenten der Geschwindigkeit und der Verdichtung respective

$$\varphi\left(t-\frac{x}{a}\right), \qquad \frac{1}{a}\varphi\left(t-\frac{x}{a}\right).$$

Zweitens wird der Querschnitt x von dem Impulse getroffen, welcher einmal die Länge der Röhre durchlaufen hat, und an

dem Ende der Röhre mit $-b$facher Geschwindigkeit und $b$facher Verdichtung reflectirt wurde. Da der Weg desselben $2l-x$ beträgt, so hat er den ersten Querschnitt zur Zeit $t-\frac{2l-x}{a}$ verlassen, und die durch ihn mitgetheilte Geschwindigkeit und Verdichtung beträgt

$$-b\varphi\left(t-\frac{2l-x}{a}\right),\qquad \frac{b}{a}\varphi\left(t-\frac{2l-x}{a}\right).$$

Drittens trifft denselben Querschnitt ein Impuls, welcher an dem Ende der Röhre mit $-b$facher Geschwindigkeit und $b$facher Verdichtung, und darauf an dem Anfang der Röhre mit $-c$facher Geschwindigkeit und $c$facher Verdichtung reflectirt wurde. Der Weg desselben beträgt $2l+x$, und die durch ihn mitgetheilte Geschwindigkeit und Verdichtung

$$bc\varphi\left(t-\frac{2l+x}{a}\right),\qquad \frac{bc}{a}\varphi\left(t-\frac{2l+x}{a}\right),$$

und so fort.

Bezeichnet man also durch v und s die Resultanten aller Geschwindigkeiten und Verdichtungen in dem Querschnitt x zur Zeit t, so ist

$$(15)\quad\begin{cases} v = \varphi\left(t-\frac{x}{a}\right)-b\varphi\left(t-\frac{2l-x}{a}\right)+bc\varphi\left(t-\frac{2l+x}{a}\right) \\ \qquad -b^2c\varphi\left(t-\frac{3l-x}{a}\right)+b^2c^2\varphi\left(t-\frac{3l+x}{a}\right)\dots \\ as = \varphi\left(t-\frac{x}{a}\right)+b\varphi\left(t-\frac{2l-x}{a}\right)+bc\varphi\left(t-\frac{2l+x}{a}\right) \\ \qquad +b^2c\varphi\left(t-\frac{3l-x}{a}\right)+b^2c^2\varphi\left(t-\frac{3l+x}{a}\right)\dots \end{cases}$$

Die Anzahl der Glieder dieser Reihen ist n, wenn

$$\frac{(n-1)l}{a}<t<\frac{nl}{a}.$$

Da aber b und c echte Brüche sind, und φt sehr klein ist, so wird der Werth von v und as nicht merklich geändert, wenn man für einen mäſsigen Werth von t die convergirenden Reihen bis ins Unendliche fortsetzt.

Um das rasche Verschwinden des Tones einer Röhre, wenn die äuſsere erregende Ursache aufhört, zu erklären, nahm Poisson

bekanntlich an, dafs an dem Ende der Röhre ein constantes Verhältnifs der Geschwindigkeit zur Verdichtung bestehe, welches, wenn das Ende offen, sehr klein, wenn dasselbe geschlossen, sehr grofs sei. Diese Annahme fällt mit der Annahme einer constanten Verminderung der Geschwindigkeit und der Verdichtung während der Reflexion zusammen. Setzt man in den Gleichungen (15) $x = l$, so ist

$$\frac{v}{s} = \frac{1-b}{1+b} a = \text{const.};$$

und für ein offenes Ende ist b wenig von -1 verschieden, also $\frac{1-b}{1+b} a$ sehr grofs, für ein verschlossenes Ende aber b beinahe 1, also $\frac{1-b}{1+b} a$ klein.

Am Anfang der Röhre, wo $x = 0$, ist

$$\frac{v-\varphi t}{s-\frac{1}{a}\varphi t} = -\frac{1-c}{1+c} a = \text{const.}$$

Die Gleichungen (15) gelten für jede Art des äufseren Impulses. Macht man die gewöhnliche Annahme

$$\varphi t = h \sin \frac{2\pi a t}{\lambda},$$

so ist

$$v = h \left\{ \begin{aligned} &\sin 2\pi \frac{at-x}{\lambda} + bc \sin 2\pi \frac{at-2l+x}{\lambda} \\ &\qquad + b^2c^2 \sin 2\pi \frac{at-4l+x}{\lambda} \ldots \end{aligned} \right\}$$
$$- hb \left\{ \begin{aligned} &\sin 2\pi \frac{at-2l+x}{\lambda} + bc \sin 2\pi \frac{at-4l+x}{\lambda} \\ &\qquad + b^2c^2 \sin 2\pi \frac{at-6l+x}{\lambda} \ldots \end{aligned} \right\},$$

woraus as durch Substitution von $-b$ für $+b$ und von $-c$ für $+c$ erhalten wird.

Summirt man die beiden unendlichen Reihen nach der bekannten Formel

$$\sin y + e \sin(y-z) + e^2 \sin(y-2z) + e^3 \sin(y-3z) \ldots = \frac{\sin y - e \sin(y+z)}{1 - 2e \cos z + e^2},$$

wo $-1 < e < 1$, so ergiebt sich

$$(16)\ v = \frac{h}{1-2bc\cos\frac{4\pi l}{\lambda}+b^2c^2}\left\{\begin{array}{l}\sin 2\pi\frac{at-x}{\lambda}-bc\sin 2\pi\frac{at+2l-x}{\lambda}\\ -b\sin 2\pi\frac{at-2l+x}{\lambda}+b^2c\sin 2\pi\frac{at+x}{\lambda}\end{array}\right\}$$

oder

$$(17)\quad v = H\left(A\sin\frac{2\pi at}{\lambda}-B\cos\frac{2\pi at}{\lambda}\right),$$

wo

$$(18)\quad H = \frac{h}{1-2bc\cos\frac{4\pi l}{\lambda}+b^2c^2} = \frac{h}{(1-bc)^2+4bc\sin^2\frac{2\pi l}{x}},$$

$$(19)\quad A = (1+b^2c)\cos\frac{2\pi x}{\lambda}-b(1+c)\cos 2\pi\frac{2l-x}{\lambda},$$

$$(20)\quad B = (1-b^2c)\sin\frac{2\pi x}{\lambda}-b(1-c)\sin 2\pi\frac{2l-x}{\lambda}.$$

Will man die Gleichung (17) auf die Form

$$v = HP\sin 2\pi\frac{at-\vartheta}{\lambda}$$

bringen, indem man P absolut nimmt, so ist

$$P^2 = A^2+B^2,\qquad \operatorname{tang}\frac{2\pi\vartheta}{\lambda} = \frac{B}{A},$$

und demnach

$$(21)\quad v = h\sqrt{\frac{1+b^2-2b\cos 4\pi\frac{l-x}{\lambda}}{1+b^2c^2-2bc\cos\frac{4\pi l}{\lambda}}}\cdot\sin 2\pi\frac{at-\vartheta}{\lambda}$$

und

$$(22)\quad \operatorname{tang}\frac{2\pi\vartheta}{\lambda} = \frac{(1-b^2c)\sin\frac{2\pi x}{\lambda}-b(1-c)\sin 2\pi\frac{2l-x}{\lambda}}{(1-b^2c)\cos\frac{2\pi x}{\lambda}-b(1+c)\cos 2\pi\frac{2l-x}{\lambda}}$$

oder

$$(23)\quad v = h.M\sin 2\pi\frac{at-\vartheta}{\lambda},$$

wo M absolut, und

$$(24)\quad M^2 = \frac{(1-b)^2+4b\sin^2 2\pi\frac{l-x}{\lambda}}{(1-bc)^2+4bc\sin^2\frac{2\pi l}{\lambda}}.$$

Aus (23) ergiebt sich as durch Veränderung der Vorzeichen von b und c. Nennt man das, was hierdurch aus M und ϑ wird, respective N und ψ, so ist

$$(25) \quad as = hN \sin 2\pi \frac{at - \psi}{\lambda}.$$

$$(26) \quad N^2 = \frac{(1+b)^2 - 4b \sin^2 2\pi \frac{l-x}{\lambda}}{(1-bc)^2 + 4bc \sin^2 \frac{2\pi l}{\lambda}}.$$

Aus diesen Ausdrücken erhält man die speciellen Formeln, wenn man für den Fall, dafs die Röhre an dem Ende geschlossen oder offen ist, b positiv oder negativ, und, wenn der Anfang geschlossen oder offen ist, c positiv oder negativ nimmt.

Da jeder der Zähler von M^2 und N^2 zwischen $(1-b)^2$ und $(1+b)^2$, und der gemeinschaftliche Nenner zwischen $(1-bc)^2$ und $(1+bc)^2$ liegt, so sind M^2 und N^2 positiv, mithin M und N reell. Daraus folgt, dafs die in der Röhre eingeschlossene Luftsäule jeden beliebigen Ton geben kann, und in keinem Querschnitt die Geschwindigkeit oder die Verdichtung Null ist. Knoten und Bäuche in der bisherigen Bedeutung existiren also nicht. Nennt man aber Knoten diejenigen Querschnitte, in welchen die Geschwindigkeit ein Minimum und die Verdichtung ein Maximum ist, und Bäuche die Querschnitte, in welchen die Geschwindigkeit ein Maximum und die Verdichtung ein Minimum ist, so findet sich am Ende einer geschlossenen Röhre ein Knoten, am Ende einer offenen Röhre ein Bauch, und die Knoten und Bäuche folgen einander vom Ende an in der Entfernung $\frac{1}{4}\lambda$. Der Zustand am Anfang der Röhre ist unbestimmt, und hängt von dem Verhältnifs von l zu λ ab.

Obwohl die Röhre jedes beliebigen Tones fähig ist, so giebt sie dieselben doch mit verschiedener Intensität.

Setzt man z. B. für eine an beiden Enden offene Röhre $b = c = -\beta$, wo $0 < \beta < 1$, so ist

$$M^2 = \frac{(1+\beta)^2 - 4\beta \sin^2 2\pi \frac{l-x}{\beta}}{(1-\beta)^2 + 4\beta \sin^2 2\pi \frac{l}{\lambda}},$$

und, wenn man den Werth von M^2 für das Ende der Röhre durch M_1^2 bezeichnet,

$$M_1^2 = \frac{(1+\beta)^2}{(1-\beta)^2 + 4\beta \sin^2 \frac{2\pi l}{\lambda}}.$$

Da der dem Anfang der Röhre mitgetheilte Impuls $h \sin \frac{2\pi t}{\lambda}$ und die Geschwindigkeit am Ende der Röhre

$$h M_1 \sin 2\pi \frac{t-\vartheta}{\lambda}$$

ist, so verhält sich die Intensität jenes Impulses zur Intensität des Tones am Ende der Röhre wie

$$h^2 : h^2 M_1^2 = 1 : M_1^2;$$

mithin ist M_1^2 das Maafs der Intensität des Tones, welcher am Ende der Röhre der umgebenden Luft mitgetheilt wird. M_1^2 aber ist ein Maximum, wenn

$$\frac{l}{\lambda} = \frac{n}{2},$$

und ein Minimum, wenn

$$\frac{l}{\lambda} = \frac{2n+1}{4}.$$

Also tönt die Röhre, bei gleicher Intensität der äufseren Tonquelle an ihrem Ende, um so stärker, je mehr sich ihre Länge einem Vielfachen der halben Wellenlänge, und um so schwächer, je mehr sich ihre Länge einem ungeraden Vielfachen eines Viertels der Wellenlänge nähert.

Dasselbe Resultat, obgleich in der Abhandlung nicht erwähnt, gilt um so mehr für den Anfang der Röhre.

Unseres Wissens ist Hr. Quet der erste, welcher diesen allgemein angenommenen Erfahrungssatz theoretisch abgeleitet hat.

Dieses Resultat kann jedoch um so weniger das im Anfang erwähnte von Poisson erhaltene Resultat ausschliefsen, als Herr Quet und Poisson von derselben Annahme des constanten Verhältnisses der Geschwindigkeit zur Verdichtung am Ende der Röhre ausgehen.

Bezeichnen wir den Werth von M^2 für den Anfang der Röhre, oder das Maafs der Intensität des Tones an dieser Stelle, durch M_2^2, so ist

$$M_2^2 = \frac{(1+\beta)^2 - 4\beta \sin^2 \frac{2\pi l}{\lambda}}{(1-\beta)^2 + 4\beta \sin^2 \frac{2\pi l}{\lambda}},$$

also die Intensität des Tones am Ende der Röhre in Verhältnifs zur Intensität des Tons am Anfang der Röhre

$$\frac{M_1^2}{M_2^2} = \frac{(1+\beta)^2}{(1+\beta)^2 - 4\beta \sin^2 \frac{2\pi l}{\lambda}};$$

woraus, in Uebereinstimmung mit POISSON, folgt, dafs der Ton am Ende der Röhre in Verhältnifs zu dem Ton, welcher den Schwingungen am Anfang der Röhre entspricht, um so stärker ist, je mehr sich die Länge der Röhre einem ungeraden Vielfachen von $\frac{1}{4}\lambda$ nähert, dagegen am schwächsten, wenn die Länge der Röhre ein Vielfaches von $\frac{1}{2}\lambda$ beträgt.

Uebrigens lassen sich die POISSON'schen Formeln unter der von ihm gemachten Voraussetzung, dafs die Geschwindigkeit am Anfang der Röhre $h \sin \frac{2\pi at}{x}$ [1]) und die Verdichtung am Ende der Röhre Null sei, leicht aus den Formeln von Hrn. QUET ableiten.

Setzt man nämlich in (18), (19) und (20) $b = c = -1$, und schreibt zur Unterscheidung h_1 statt h, so ist

$$H = \frac{h_1}{4 \sin^2 \frac{2\pi l}{\lambda}},$$

$$A = 0,$$

$$B = 4 \sin \frac{2\pi l}{\lambda} \cos \frac{2\pi(l-x)}{\lambda},$$

und die Gleichung (17) wird

$$v = \frac{h_1 \cos \frac{2\pi(l-x)}{\lambda} \sin \frac{2\pi at}{x}}{\sin \frac{2\pi l}{\lambda}}.$$

[1]) Nicht, wie in der Abhandlung LIOUVILLE J. 1855. p. 4 angegeben: „qu'à l'orifice du tuyau la tranche aérienne reçoive une vitesse donnée et égale à $h \sin \frac{2\pi at}{\lambda}$."

Ferner erhält man, wenn man in (18), (19) und (20) $b = c = 1$, und in (17) as für v setzt,

$$H = \frac{h_1}{4\sin^2\frac{2\pi l}{\lambda}},$$

$$A = 4\sin\frac{2\pi l}{\lambda}\sin\frac{2\pi(l-x)}{\lambda},$$

$$B = 0,$$

$$as = \frac{h_1 \sin\frac{2\pi(l-x)}{\lambda}\cos\frac{2\pi at}{\lambda}}{\sin\frac{2\pi l}{\lambda}}.$$

Die Geschwindigkeit am Anfang der Röhre ist also

$$\frac{h_1 \cos\frac{2\pi l}{\lambda}\sin\frac{2\pi at}{\lambda}}{\sin\frac{2\pi l}{\lambda}}.$$

Setzt man diese gleich $h\sin\frac{2\pi at}{\lambda}$ und drückt h_1 durch h aus, so ist

$$h_1 = \frac{h\sin\frac{2\pi l}{\lambda}}{\cos\frac{2\pi l}{\lambda}},$$

folglich

$$v = \frac{h\cos\frac{2\pi(l-x)}{\lambda}\sin\frac{2\pi at}{\lambda}}{\cos\frac{2\pi l}{\lambda}},$$

$$as = \frac{h\sin\frac{2\pi(l-x)}{\lambda}\cos\frac{2\pi at}{\lambda}}{\cos\frac{2\pi l}{\lambda}}.$$

Rb.

C. Sondhauss. Ueber die beim Ausströmen der Luft entstehenden Töne. Pogg. Ann. XCI. 126-147†, 214-240†; Cosmos IV. 575-576, 782-783; Ann. d. chim. (3) XLI. 176-182†.

Die Veranlassung zu den Versuchen des Verfassers war die zufällige Beobachtung eines Tones, als er, um ein cylindrisches Gefäfs, dessen Grundflächen mit Schraubengewinden versehen waren, rasch zu trocknen, vermittelst eines doppelten Blasebalgs einen Luftstrom durch dasselbe trieb. Jedesmal, wenn beim Herabsinken des Blasebalges der Luftstrom versiegte, wurde ein hoher, pfeifender Ton hörbar. Es stellte sich heraus, dafs der Ton nicht in dem Gefäfse, sondern in der Oeffnung entstand, durch welche die Luft eintrat, wie denn auch andere Schraubenmuttern, auf einem durchbohrten Kork befestigt und vermittelst desselben auf das Rohr des Blasebalgs gesetzt, eben solche Töne hören liefsen. Zur weiteren Erforschung dieser Erscheinungen bediente sich der Verfasser folgenden Apparates.

Ein Glascylinder von 16,2 Centimeter Höhe und 6,2 Centimeter Durchmesser wurde an beiden Enden mit Messingfassungen versehen. In die eine Fassung, welche den Boden des Gefäfses bildete, wurde in der Mitte ein Messingrohr gelöthet, welches einen halben Zoll über dem Boden vorragte, um das Ausfliefsen des einzugiefsenden Wassers zu hindern. Aufserdem wurde in den Boden ein Manometerrohr gekittet, dessen anderer Schenkel längs einem verticalen, mit den Fassungen verbundenen Maafsstabe befestigt wurde. Die obere Fassung war ein offener, belederter Messingring, um Blechfassungen mit Ausflufsöffnungen luftdicht aufsetzen zu können. An dem Maafsstabe befand sich ein verschiebbarer Nonius in Verbindung mit einer Klemmschraube, um Gegenstände in verschiedener Höhe über der Ausflufsöffnung anzubringen. Dieser Apparat wurde mit dem unteren von aufsen belederten Rohr in das verticale Rohr des Blasetisches eingesetzt.

Wenn die Luft bei einem Druck von 1 bis 2 Millimeter aus der Oeffnung einer oben aufgesetzten Blechfassung, oder aus der Oeffnung einer auf die Fassung gekitteten Blechplatte ausströmte, so entstand kein Ton, und nur bei stärkerem Luftdruck hörte man ein Zischen oder Rauschen, in welchem eine gewisse Ton-

höhe obwaltete. Jedoch konnte der austretende Luftstrom durch einen in der Nähe erzeugten Ton zum Mittönen gebracht werden. Diese Erscheinung trat sicher hervor, wenn bei einem Luftdruck von 5 bis 30 Millimetern in der Nähe ein kleines Orgelpfeifchen angeblasen wurde. Der mitklingende Ton der Oeffnung war in der Regel eine Octave tiefer als der Ton der Pfeife, hatte aber oft dieselbe Höhe, in welche er leicht durch Verstärkung des Luftstroms überspringt. Er ist viel schwächer als der Ton der Pfeife, und etwas heiser. Seine Entstehung ist abhängig von der Stärke des Luftstroms, dessen Geschwindigkeit um so gröfser sein mufs, je höher der Ton ist; übrigens folgt er dem Ton der Pfeife durch alle Töne der Tonleiter, nur zeigten sich einige Töne klangvoller als andere. Sobald der Ton der Pfeife aufhört, verschwindet der mitklingende Ton in demselben Moment. Wenn die Luft nicht ausströmte, so gelang es nie, wie stark auch die Pfeife angeblasen werden mochte, an der Oeffnung einen Ton hervorzurufen. Aus diesen Umständen schliefst der Verfasser, dafs der mitklingende Ton nicht durch solche Schwingungen der im Glascylinder enthaltenen Luftsäule wie beim Tönen der Orgelpfeifen hervorgebracht werde.

Die Versuche wurden mit kreisförmigen und schmalen rechteckigen Oeffnungen angestellt. Eine Versuchsreihe mit einer kreisförmigen Oeffnung von 4 Millimetern Durchmesser ergab

Ton der angeblasenen Pfeife	Wasserhöhe im Manometer in Millimetern	Der secundäre Ton
d^5	20—24	d^4
c^5	15—20	c^4
h^4	15—18	h^3
a^4	14—16	a^3
g^4	12—15	g^3
f^4	9—14	f^3
e^4	7—10	e^3
d^4	6— 8	d^3
c^4	5— 6	c^3
b^3	3— 4	b^2

Eine selbstständige Tonbildung erfolgt, wenn der aus einer Oeff-

nung in dünner Platte austretende Luftstrom gegen eine Schneide oder Spitze stöfst. Solche Töne sind die Töne der Lockpfeife und diejenigen Töne, welche man erhält, wenn man mit dem Munde ganz schwach, ohne zu pfeifen, gegen die Schneide eines Messers bläst. Um diese Töne zu studiren, kittete der Verfasser auf die oberen Blechfassungen dünne Platten von Bleiblech, in welche Oeffnungen von verschiedener Gestalt und Gröfse geschnitten waren, und befestigte über diesen Ausflufsöffnungen vermittelst der Klemmschraube theils kreisförmige gestielte Bleiplatten von ungefähr einem Zoll Durchmesser mit verschiedenen Oeffnungen, theils Blechstreifen, oder auch kleine kreisförmige Blechscheibchen, welche durch einen oberhalb angebrachten dünnen Bleibügel gehalten wurden. Die Entfernungen der oberen Platten von der Ausflufsöffnung wurden durch die Verschiebungen des Nonius, welche nöthig waren, um die Platten zur Berührung mit der Ausflufsöffnung zu bringen, gemessen. Die Gestalt und Gröfse der Ausflufsöffnung sowie die Configuration der Ränder der darüber gehaltenen Platte, welche vom Luftstrom getroffen wurden, zeigte sich für die Entstehung der Töne gleichgültig. Aber der Apparat tönt am besten, wenn die Oeffnung der oberen Platte der Ausflufsöffnung gleich oder nur wenig gröfser ist. Zu den Versuchen wurden fast immer dünne Blechplatten angewendet, und überdiefs die Ränder der Oeffnungen nach den einander zugewendeten Seiten zugeschärft. Doch entstehen die Töne auch bei Platten von einigen Millimetern Dicke, und bei abgerundeten Rändern. Die Wahl des wenig elastischen Bleis sicherte die Unabhängigkeit des Tons von einer etwaigen selbstständigen Schwingung der Platte. Uebrigens ist die Substanz der Platte gleichgültig, und man kann mit demselben Erfolg Platten von Holz, Kork, selbst von Papier anwenden. Auch erhält man dieselben Töne, nur weniger klangvoll, wenn man die obere Platte auf einen ihre Oeffnung umgebenden schmalen Blechring oder eine Oese von dünnem Draht reducirt, oder eine kleine Scheibe ungefähr von der Gröfse der Oeffnung anwendet. Ebenso kann man dem Luftstrom das offene Ende einer Röhre von ungefähr gleichem Durchmesser mit der Ausflufsöffnung entgegen halten,

und man bekommt dann oft eine Verstärkung des Tons durch die Luftsäule der Röhre.

Wir entnehmen der ersten mitgetheilten Versuchsreihe des Verfassers folgende Resultate. Die Ausflufsöffnung und die vertical darüber stehende Oeffnung waren Kreise von 4 Millimetern Durchmesser. Die Tonhöhe wurde vermittelst eines Monochords bis etwa auf eine kleine Secunde ermittelt. Die Zehntelmillimeter der Druckhöhe im Wassermanometer sind durch Schätzung bestimmt.

Abstand der Platten	Druck	Beobachteter Ton
1,3	33—35	*dis*^{5}
	52—55	*g*^{5}
1,5	21	*c*^{5}
	34	*e*^{5}
2,9	6,8	*c*^{4}
	7	*cis*^{4}
	8	*dis*^{4}
	9	*f*^{4}
	10	*fis*^{4}
	11	*g*^{4}
	12,2	*a*^{4}
	15	*f*^{5}
	21	*a*^{4} und *a*^{3}
	35	*c*^{5} und *c*^{4}
	51	*c*^{6}
7,9	1,5	*gis*^{2}
	1,8	*a*^{2}
	2	*b*^{2}
	2,5	*h*^{2}
	3,1	*cis*^{3}
	4	*d*^{3}
	4,5	*dis*^{3}
	5	*e*^{3}
	6	*gis*^{3}
	7	*a*^{3}
	8	*b*^{3} und *b*^{2}

Abstand der Platten	Druck	Beobachteter Ton
7,9	9	*h*[2] und *h*[3]
	10	*h*[3]
	11	*c*[4]
	12	*cis*[4]
	13	*d*[4]
	15	*dis*[4]
15,8	1—5	schwache Töne
	5	*gis*[2]
16,9	1—5,5	schwache Töne
	5,5	*g*[2] schwach
18,0	1—4	schwache Töne
	4	*cis*[2] schwach

Bringt man die bewegliche Platte so nahe an die Ausflufsöffnung, dafs die Entfernung weniger als ein Millimeter beträgt, so entsteht kein Ton; und ist die Entfernung gröfser als 18 Millimeter, so wird der Ton so schwach, dafs er nicht mehr deutlich zu erkennen ist. Der Verfasser erklärt diesen letzteren Umstand dadurch, dafs der Luftstrom, wie er durch Sichtbarmachung desselben mit Tabacksrauch fand, nur bis zu einem Zoll Entfernung von der Ausflufsöffnung eine continuirliche Säule bildet, und sich in gröfserer Entfernung zerstreut.

Wie man sieht, ändert sich die Tonhöhe stetig mit der Geschwindigkeit des Luftstroms und der Entfernung der Platten; doch springt der Ton öfter in eine andere Tonreihe über, in der er dann wieder stetig fortgeht. Auch hatte bei den Versuchen des Verfassers, namentlich bei gröfseren Ausflufsöffnungen und als er auf den Glascylinder eine noch dünnere Glasröhre setzte, die in dem Gefäfs eingeschlossene Luftsäule einen merklichen Einflufs auf die Höhe und Stärke des Tones, indem am häufigsten und klangvollsten die Töne waren, welche die eingeschlossene Luftsäule für sich angeblasen gab, und diese Töne ungeachtet der Aenderung des Luftstroms und der Entfernung der Platten innerhalb gewisser Gränzen fast constant blieben. Abgesehen von diesen fremden Einflüssen schliefst der Verfasser aus seinen Versuchen, dafs für dieselbe Tonreihe

sich die Schwingungszahlen der Töne zu einander wie die Geschwindigkeiten der ausströmenden Luft und umgekehrt wie die Entfernungen der Platten von der Ausflufsöffnung verhalten.

Wenn man dem Luftstrom zwischen der Platte und der Ausflufsöffnung von der Seite einen Finger oder einen gebogenen Blechstreifen nähert, so ändert sich der Ton nicht. Selbst wenn der Luftstrom allseitig begränzt wird, indem man einen Blechcylinder oder einen durchbrochenen Kork zwischen die Platte der Ausflufsöffnung und die obere Platte lose einsetzt, oder mit derselben verbindet, in welchem Falle man die Construction einer Lockpfeife erhält, wird der Ton nicht wesentlich geändert, aber er wird stärker und tiefer, die Töne treten in gröfserer Mannigfaltigkeit auf, sprechen leichter an, und sind noch bei schwächerem Luftdruck, bei welchem sie sonst nicht wahrzunehmen sind, hörbar. Eine Anordnung dieser Art ist folgende. Man lege auf die Blechfassung um die Ausflufsöffnung einen Korkring, und auf diesen ein Blatt feines Postpapier, dessen Oeffnung, damit das Papier nicht weggeblasen werde, etwas gröfser als die Ausflufsöffnung ist. Bei richtiger Einstellung bleibt das Papier ruhig liegen, und es bildet sich der der Geschwindigkeit des Luftstroms und der gegenseitigen Entfernung der Platten entsprechende Ton, welcher nur zuweilen von einem durch das Aufschlagen des Papiers auf den Kork verursachten Schnarren begleitet wird. Auch eine über die Oeffnung der oberen Platte gehaltene Röhre verstärkt und modificirt den Ton. Eine andere Platte über der oberen ist ohne Einflufs auf den Ton, und der Einflufs der Luftsäule im Glascylinder ist nur ein secundärer. Zur Hervorbringung des Tons ist nicht nothwendig, dafs der Luftstrom von den Rändern der oberen Platte allseitig umschlossen werde; aber der Ton ist um so stärker, je vollständiger die Umschliefsung ist. Läfst man die Luft, statt durch eine Oeffnung in dünner Wand, durch ein Rohr von nicht weniger als einem Zoll Länge ausströmen, so zertheilt sich der Luftstrom sogleich beim Austritt, und der Stofs auf die Ränder einer entgegengehaltenen Platte erzeugt nicht mehr einen Ton, sondern ein blofses Rauschen.

Aus diesen Umständen neigt sich der Verfasser zu der Ansicht, dafs sich der austretende continuirliche Luftstrom wie ein von der übrigen Luftmasse gesonderter Körper, gleichsam wie ein fester Stab, verhalte, und der Ton durch Reibung des Luftstroms an den ihn berührenden Rändern in gleicher Weise entstehe, wie ein Stab durch Reiben an seinem Umfange in tönende Längsschwingungen versetzt werde.

Aufser Oeffnungen in dünner Wand hat der Verfasser auch Oeffnungen in dicken Platten angewandt, und, wie Masson, durch blofses Ausströmen der Luft, ohne eine zweite Platte, starke, bestimmte Töne erhalten. Es scheint jedoch, dafs in dem gewählten Apparate die Schwingungen der Luftsäule in der mit der Röhre verbundenen Platte zu dominirend waren, um die von Masson für die Töne solcher Oeffnungen entdeckten Gesetze hervortreten zu lassen. Um diese Töne leicht zu erhalten, befestige man nach dem Verfasser an das eine Ende einer Röhre eine Platte von 2 bis 3 Millimetern Dicke, welche von einer beliebig gestalteten cylindrischen oder prismatischen Oeffnung mit scharfen Rändern durchbrochen ist, und blase mit dem Munde hindurch, oder ziehe die Luft ein. Die Substanz der Röhre sowie der Platte ist gleichgültig, und Platten von Holz, Blei, Zinn, Guttapercha oder Kork sprechen gleich gut an. Bei dickeren Platten können die Ränder etwas abgerundet sein, und man mufs dann etwas stärker blasen. Auch kann man conische Oeffnungen anwenden, und der Ton entsteht dann, wenn durch Blasen oder Einziehen die Luft in der Richtung der Erweiterung der Oeffnung durch die Röhre getrieben wird. Die Innenwand der cylindrischen Oeffnung braucht nicht eben zu sein, wodurch der mit der Schraubenmutter erhaltene Ton seine Erklärung findet. Der Ton dieses Apparates hängt nach den Versuchen von den Dimensionen der Röhre ebenso ab wie bei einer Labialpfeife; er ist derselbe, welchen man erhält, wenn man die Röhre wie einen Schlüssel anbläst; er vertieft sich, wenn man das offene Ende der Röhre verengt, oder eine kleinere Oeffnung der Platte anwendet; durch verstärktes Blasen erhält man dieselben Flageoletttöne wie bei einer Labialpfeife. Als Ursache des Tones sieht der Verfasser

auch in diesen Fällen die Reibung des Luftstroms an der Innenwand der Oeffnung oder an einem der beiden Ränder an.

Ein vollkommenes Analogon dieser Tonerzeugung ist, wie bemerkt wird, das Pfeifen mit dem Munde, indem die Mundhöhle, deren Tonhöhe durch die Lage der Zunge bestimmt wird, der Röhre entspricht, und die zusammengezogenen Lippen die durchbrochene Platte vertreten, welche die Röhre begränzt.

Die Töne bei Oeffnungen in dünnen Platten erinnerten oft an das Heulen und Pfeifen des Windes, und der Verfasser bemerkt, dafs man mit Recht auf eine Verstärkung des Windes schliefse, wenn der im Zimmer vernommene Ton desselben, bei welchem die offenen Schlüssellöcher eine Hauptrolle spielen, höher wird.

Bei Labialpfeifen soll der Abstand der Kante der Ausschnittsöffnung von der Ausflufsspalte einen ähnlichen Einflufs auf die Tonhöhe haben wie die Entfernung der dünnen Platten in den beschriebenen Versuchen. *Rb.*

J. Tyndall. On the vibrations and tones produced by the contact of bodies having different temperatures. Phil. Mag. (4) VII. 223-227, VIII. 1-12; Mech. Mag. LX. 175-177; Cosmos IV. 326-329; Inst. 1854. p. 266-268; Ann. d. chim. (3) XLI. 500-503; Arch. d. sc. phys. XXVI. 253-255; Phil. Trans. 1854. p. 1-10†; Proc. of Roy. Soc. VI. 392-395; Pogg. Ann. XCIV. 613-628†; Z. S. f. Naturw. V. 378-380; Z. S. f. Math. 1856. 1. p. 56-57.

Nach den Notizen des Verfassers, welchen wir einige nothwendige Ergänzungen hinzufügen, bemerkte Schwarz auf der Seigerhütte zu Hettstädt im Jahr 1805, als er eine eben erstarrte Silberplatte zum schnelleren Abkühlen auf einen Ambofs gelegt hatte, dafs dieselbe einen Ton von sich gab. Gilbert, welchen diese Entdeckung zu einer Reise nach Hettstädt veranlafste, fand, dafs der Ton von einem Zittern der Metallmasse begleitet war, und beschrieb die Erscheinung in seinen Annalen XXII. 323.

Im Jahre 1829 entdeckte A. Trevelyan, indem er Pech mit

einem Pflastereisen ausstreichen wollte und das zu heiſse Eisen gegen einen Bleiblock legte, dieselbe Erscheinung. Er unterwarf sie einer genaueren Untersuchung, erkannte als die Ursache, durch welche das heiſse Metall, dessen Schläge auf die Unterlage den Ton erzeugen, in dauernder Bewegung erhalten wird, die Ausdehnung des kalten Metalls an den abwechselnden Berührungsstellen, ermittelte durch zahlreiche Versuche die Metalle, welche als kalte Unterlage und als vibrirende Masse (Wackler), sich zur Hervorbringung des Tons eigneten, und bestimmte die zweckmäſsigste Form der letzteren (Pogg. Ann. XXII. 406).

Am 1. April 1831 machte Faraday diese Erscheinung zum Gegenstand seiner Freitagabendsvorlesung in der Royal Institution. Wie Trevelyan und Leslie schrieb auch er die andauernden Vibrationen des Wacklers den Ausdehnungen des kalten Metalls zu. Aber er erörterte näher den mechanischen Effect, welchen er daraus ableitete, daſs durch die Hebung der jedesmaligen Berührungsstelle der Fallraum des Wacklers vergröſsert werde. Die Ueberlegenheit des Bleis als kaltes Metall erklärt er aus dessen groſser Ausdehnung durch die Wärme verbunden mit seiner geringen Leitungsfähigkeit, welche, nicht ein Fünftel von der des Goldes, Silbers oder Kupfers, eine verhältniſsmäſsig groſse Anhäufung der Wärme an den Berührungsstellen gestatte (Journ. of the Roy. Inst. 4; Schweigger. Neues Jahrbuch 4).

J. D. Forbes, welcher bei dieser Vorlesung zugegen war, theilte am 18. März und 1. April 1833 der K. Gesellschaft zu Edinburg die Ergebnisse seiner Untersuchungen mit, und gab eine von der Faraday'schen abweichende Erklärung der Schwingungen. Er nimmt an, daſs *beim Uebergang der Wärme von einem Körper zu einem anderen von geringerer Leitungsfähigkeit eine abstoſsende Wirkung ausgeübt werde.* Diese Abstoſsung betrachtet er als eine *neue mechanische Thätigkeit der Wärme.* Die Schwingungen sind nach ihm ihrer Existenz nach abhängig von dem Temperaturunterschied der in Berührung stehenden Flächen, weshalb eine Anhäufung der Wärme auf der Oberfläche der Körper die Schwingungen hemme, statt sie zu fördern. Die Idee, daſs eine Anhäufung der

Wärme an der Oberfläche der Wirkung günstiger sei als eine rasche Communication mit dem Innern, betrachtet er als ein „offenbares Versehen" FARADAY's. Als die Ergebnisse seiner Versuche stellt er folgende Sätze auf.

1) Die Schwingungen finden niemals zwischen Substanzen von gleicher Natur statt.
2) Beide Substanzen müssen metallisch sein.
3) Die Vibrationen geschehen mit einer (innerhalb gewisser Gränzen) dem Ueberschuſs des Wärmeleitungsvermögens der Metalle proportionalen Intensität, und das Metall von schwachem Leitungsvermögen muſs nothwendig das kältere sein.

Die Erklärung von FORBES wurde durch SEEBECK in einer ausführlichen Arbeit (POGG. Ann. LI. 1) theoretisch und experimentell widerlegt. Aus dieser Untersuchung ergab sich unter anderen das Resultat:

Jedes heiſse Metall kann auf jedem kalten (von gleichem oder verschiedenem Stoff) in dauernde Schwingung versetzt werden, wenn ihre Gestalt so gewählt wird, daſs die Wärme sich in dem kalten bedeutend weniger zur Seite ausbreitet als die Kälte in dem heiſsen.

Um in dem kalten Metall, wenn es nöthig war, die Wärmeausbreitung zur Seite zu vermindern oder aufzuheben, wandte er dasselbe in der Form zweier dünnen, parallelen, runden Blechscheiben an, welche, gleich hoch über einer Zwischenlage vorstehend, in einem Schraubstock befestigt wurden, oder klemmte zwei Drähte des Metalls neben einander in den Schraubstock, oder lieſs aus der Masse des Metalls zwei neben einander befindliche Spitzen hervorragen.

Hr. TYNDALL, welcher die thatsächlichen Grundlagen, die nach FORBES' Dafürhalten „eine neue mechanische Thätigkeit der Wärme" feststellten, zu untersuchen beabsichtigte, und durch MAGNUS mit der Arbeit SEEBECK's bekannt wurde, hat nun in der angezeigten Abhandlung die obigen drei Sätze einer weiteren experimentellen Prüfung unterworfen.

Er bediente sich zu seinen Versuchen eines Wacklers von der gewöhnlichen Form des nach unten verjüngten und an der unteren Fläche mit einer Rinne versehenen TREVELYAN-Instrumentes, auf dessen obere und untere Fläche entsprechend gestaltete Bleche aufgeschraubt werden konnten, um einen Wackler die Dienste mehrerer von verschiedenen Metallen versehen zu lassen.

Die Resultate der Prüfung des ersten Satzes waren folgende.

Als ein heifser eiserner Wackler quer auf den horizontalen Rücken einer dünnen in einem Schraubstock befestigten Messerklinge gelegt, und der Stiel passend unterstützt wurde, begann nach dem Anstofsen des Wacklers ein lauter musikalischer Ton, welcher eine beträchtliche Zeit anhielt. Ein eben solcher Ton wurde auf einem Stück Eisenblech von $\frac{1}{16}$ Zoll Dicke, und ein noch besserer Ton auf einem $\frac{1}{100}$ Zoll dicken Eisenblech erhalten. Ruhte dagegen der Wackler auf einem Eisenblock, so waren die Vibrationen nicht anhaltend.

Ein kupferner Wackler, gebildet durch Aufschrauben eines Kupferblechs auf den eisernen Wackler, gab auf einer Kupferplatte von $\frac{1}{30}$ Zoll Dicke nach einem sanften Stofs sogleich einen starken, anhaltenden Ton. Noch stärkere und mehr musikalische Töne entstanden auf einer Kupferfolie, welche fast so biegsam wie starkes Propatriapapier war, und deshalb nur wenig über dem Schraubstock vorragte. Als der Wackler mit der Kupferplatte der oberen Fläche auf die zugefeilten Spitzen zweier $\frac{1}{30}$ Zoll dicken Drähte gelegt wurde, welche $\frac{1}{8}$ Zoll von einander im Schraubstock befestigt waren, entstanden kräftige Vibrationen.

Ein messingener Wackler gab auf einer mit einer feinen Feile gereinigten Messingröhre fortdauernde Vibrationen, stärkere und anhaltendere Vibrationen auf einem Messingblech von $\frac{1}{100}$ Zoll Dicke, vibrirte aber nicht anhaltend auf einem Messingblock. Umgewendet mit seiner flachen Seite auf die Spitzen zweier Stecknadeln gelegt, gerieth er in anhaltendes Zittern.

Ein silberner Wackler, gebildet durch Befestigung eines Stücks Silber auf dem Messingwackler, gab einen schönen, sanften Ton auf einem Silberstreifen von $\frac{1}{100}$ Zoll Dicke, vibrirte deutlich auf den ausgehämmerten Rändern einer halben Krone und

eines Schillings, gab aber keine anhaltenden Vibrationen auf einem Silberblock von etwa zehn Unzen.

Ein leichter Zinkwackler gab einen deutlichen musikalischen Ton auf dem scharf gefeilten Rand eines sehr dünnen Zinkblechs, vibrirte aber nicht auf einem Zinkblock.

Ein Zinnkuchen, gebildet durch Ausgiefsen auf eine ebene glatte Fläche, wurde auf zwei kleinen Vorsprüngen einer Masse desselben Metalls balancirt. Sogleich erfolgten fortdauernde Erzitterungen.

Es wurden also musikalische Töne, oder doch andauernde Vibrationen erhalten mit:

Eisen auf Eisen, Kupfer auf Kupfer, Messing auf Messing, Silber auf Silber, Zink auf Zink, Zinn auf Zinn,

wodurch hinreichend die Ungültigkeit des ersten FORBES'schen Satzes erwiesen war.

Vor der gegenwärtigen Untersuchung hatte Hr. TYNDALL gefunden, dafs Bergkrystall und Steinsalz die Wärme nicht viel, vielleicht gar nicht schlechter leiten als einige Metalle, was ihn vermuthen liefs, dafs auch die Beschränkung des zweiten Satzes nicht bestehe.

In der That gab Bergkrystall, als ein Messingwackler fast horizontal auf eine der natürlichen Seitenkanten gelegt und der Stiel von einem Messerrücken getragen wurde, einen starken Ton. Auch erfolgten Vibrationen auf den Kanten der zuspitzenden Pyramide.

Rauchtopas gab dasselbe Resultat.

Ebenfalls wurde mit einem kleinen Wackler ein klarer melodischer Ton auf einer natürlichen Kante eines Würfels von Flufsspath erhalten.

Auf Festungsachat vibrirte ein Wackler, über welchen, um die Schwingungszeit zu vergröfsern, quer ein dünner, an beiden Enden mit kleinen Knöpfen versehener Messingstab gelegt war, fast eine halbe Stunde lang, und als er aufhörte, war seine Temperatur unter die Siedhitze des Wassers gesunken.

Die hervortretendste Erscheinung aber lieferte das Steinsalz. Ein Wackler, dessen Temperatur weit unter der Siedhitze des Wassers war, begann auf einer Kante eines abgespaltenen Wür-

fels von Steinsalz sogleich einen tiefen, musikalischen Ton, und als er seinen Gesang beendet hatte, besafs er kaum mehr als Blutwärme. Ein heifser Wackler auf einen grofsen Klumpen des Salzes gelegt fing sogleich an zu singen. Der Verfasser kennt kaum eine metallische oder nicht metallische Masse, mit welcher die Vibrationen leichter und sicherer zu erhalten sind als mit Steinsalz.

Ferner wurden Töne oder andauernde Vibrationen erhalten auf:

Aventurin, schwefelsaurem Kali, Onyx, Turmalin, versteinertem Holz, Bandachat, Chalcedon, dem glatten abgerundeten Rande des Fufses eines Trinkglases (dem einzigen nicht metallischen Stoff, auf welchem bisher, nämlich von Trevelyan und Leslie, Schwingungen beobachtet wurden), dem Rande eines Tellers von Steingut, Flintglas, lydischem Stein, Heliotrop, Kalkspath, rothem Hämatit, Speifskobalt, Meteoreisen von Mexico.

Aufser dem hiermit widerlegten zweiten Satz hatte Forbes auch angegeben, dafs wenigstens zwei Metalle, nämlich Antimon und Wismuth in jeder Lage unthätig seien. Schon Seebeck hatte keine Schwierigkeit gefunden, ein Instrument von Messing auf diesen beiden Metallen zum Tönen zu bringen, und Hr. Tyndall fügt hinzu, dafs sie nicht blofs als Träger, sondern auch als Wackler angewendet werden können, indem zwei unregelmäfsige Massen von Antimon und Wismuth, die eine etwa ein Pfund, die andere fünf Pfund wiegend, so zurecht gefeilt, dafs sie passende Flächen zum Wackeln darboten, erhitzt und auf eine Bleiplatte gelegt, anhaltend vibrirten.

Da der erste Theil des dritten Satzes bereits mit dem ersten Satze widerlegt war, indem bei gleichen Metallen der Unterschied der Leitungsvermögen Null ist, so blieb nur noch zu prüfen, ob das kältere Metall das schlechter leitende sein müsse.

Auf dem Rand einer dünnen Silberplatte gab ein kupferner Wackler starke musikalische Töne, ein messingener Wackler starke Vibrationen, und ein eiserner Wackler einen schwachen aber deutlichen Ton.

Ebenso gab auf dem Rande eines halben Sovereigns ein heifser Messingwackler starke Vibrationen.

In diesen Fällen war das kältere Metall das besser leitende.

Rb.

J. J. Oppel. Ueber Aenderung der Tonhöhe bei der Reflexion des Schalls. Jahresber. d. Frankfurt. Ver. 1853-1854. p. 40-44†; Z. S. f. Naturw. V. 320-321.

Die poëtischen Angaben, „dafs der einfache Ton des Horns oder ähnlicher Instrumente an geeigneten Stellen des Hochgebirges mannigfach gebrochen wiederhalle, ja dafs er, in einen vollständigen Accord verwandelt, durch mehrere Octaven hinab- oder hinaufsteigend, harmonisch verklinge", führt Hr. Oppel darauf zurück, dafs der Hirt auf seinem Alpenhorn in der Regel einen arpeggirten Accord angiebt, und mit einem späteren Ton desselben ein oder mehrere frühere, durch ein ein- oder mehrfaches Echo zurückgeworfene Töne gleichzeitig im Ohre anlangen, und einen Accord bilden können. Eine Aenderung der Tonhöhe aber glaubt der Verfasser, ganz besondere Umstände abgerechnet, im Allgemeinen geradezu verneinen zu müssen.

Wohl aber kann die Tonhöhe durch ein Echo geändert werden, wenn entweder die Schallquelle, oder der Hörer, oder beide in rascher Bewegung begriffen sind (Berl. Ber. 1845. p. 154).

Bewegt sich z. B. ein Eisenbahnzug mit der Geschwindigkeit c rechtwinklig gegen eine den Schall reflectirende Felswand, und giebt die Pfeife der Locomotive einen Ton von n Schwingungen in der Secunde, so werden, wenn die Schallgeschwindigkeit C ist, einem hinter dem Bahnzuge stehenden Hörer durch das Echo n Schwingungen in $1-\frac{c}{C}$ Secunden zugeführt, während er unmittelbar von der Pfeife n Schwingungen in $1+\frac{c}{C}$ Secunden erhält. Der Ton des Echos ist also in dem Verhältnifs $\frac{C+c}{C-c}$ höher als der scheinbare Ton der Pfeife.

Befindet sich der Hörer auf dem Bahnzuge, so erhält er von der Pfeife direct in einer Secunde n Schwingungen, während er durch das Echo dieselbe Anzahl von Schwingungen in $1-\frac{2c}{C}$ Secunden erhält, und die Erhöhung des Tones beträgt $\frac{C}{C-2c}$. Ist $C = 1024'$ und $c = 80'$, so ist das letztere Verhältnifs $\frac{1024}{864} = 1{,}19$, also sehr nahe das Verhältnifs der kleinen Ters.

Rb.

Jobard. Nouveau tuyau acoustique. Cosmos IV. 369-369†.

Man kann nach Hrn. Jobard mit einer elastischen, aus einem schraubenförmig gewundenen Kupferdrath mit einer Umhüllung von Kautschuk bestehenden Röhre von einem Meter Länge, indem man die Luft hindurch bläst oder einzieht, eine natürliche Tonleiter erhalten. Die Röhre mufs aber, um zu singen, in mehrere Ringe gewunden werden; sie tönt nicht, wenn sie gerade gehalten wird.

Rb.

L. v. Görtz. Stärke des Schalls in grofsen Höhen. Fechner C. Bl. 1854. p. 56-56†.

Bei Gelegenheit seiner Bergreise auf den Anden macht der Verfasser folgende Bemerkung.

„Ich fand in jenen beträchtlichen Höhen nicht nur keine Abnahme des Schalls, sondern eine erhebliche Verstärkung desselben; wir konnten uns ohne andere Beschwerde als die, welche die Veta (beschwertes Athmen und Schwindel in Folge der verdünnten Luft) unsern Lungen bereitete, in jeder mäfsigen Entfernung verstehen, und der Knall der Gewehre erschien mir auffallend laut, ebenso wie das Rollen des Donners bei den Gewittern am Nachmittag. Die dort heimischen Deutschen bestätigten meine Beobachtung, und so finde ich auch bei Poppig

(H. 65) die Angabe von einer dem Gehirn fast schmerzlichen Gewalt der Donnerschläge. Ob wohl bei den entgegengesetzten Beobachtungen an europäischen Bergspitzen der Mangel an Widerhall gewirkt hat?"

Aufser der von dem Verfasser angedeuteten Beschaffenheit der Umgebung möchte auch wohl eine durch den abnormen physischen Zustand des Beobachters gesteigerte Sensibilität in Betracht zu ziehen sein. Ueberdies ist das Gehör ein unsicheres Mittel zur Bestimmung der absoluten Tonstärke, wie z. B. Martins (Berl. Ber. 1849. p. 111) für die Gränze der Hörbarkeit einer Stimmgabel zu Saint-Cheron in 150^m Höhe bei $744{,}3^{mm}$ Barom. 254^m, Abends an demselben Orte bei $744{,}7^{mm}$ Barom. 379^m, auf dem Faulhorn in 2620^m Höhe bei $558{,}5^{mm}$ Barom. 650^m, und auf dem Montblanc in 3910^m Höhe bei $477{,}58^{mm}$ Barom. 337^m fand. Objectiv ist, wie Theorie und Erfahrung (z. B. der einfache Versuch mit einem akustisch isolirten tönenden Körper unter dem Recipienten einer Luftpumpe) beweisen, der Ton einer und derselben Tonquelle um so schwächer, je dünner das umgebende Medium ist. *Rb.*

---

13. Physiologische Akustik.

Le Cot. Transmission des sons par l'intermédiaire des corps solides; application de ce fait à l'éducation des enfants atteints de surdité incomplète. C. R. XXXIX. 120-122†; Cosmos V. 45-45*, 136-138†; Inst. 1854. p. 257-257*.

Strauss-Durckheim. Sur le moyen de faciliter la transmission des sons pour les personnes affectées de surdité plus ou moins complète; réclamation de priorité. C. R. XXXIX. 427-428†.

Schwerhörige Personen, sogar solche, die für taubstumm gelten, können nach Hrn. Le Cot deutlich Töne wahrnehmen,

wenn man sie das engere Ende eines Sprachrohrs von Eisen- oder Zinkblech zwischen die Zähne nehmen läfst und die Töne am weiteren Ende des Sprachrohrs hervorbringt.

Hr. Strauss-Durckheim hat dasselbe Verfahren schon im Jahre 1842 angewandt. *Kr.*

Fernere Literatur.

Harless. Fortsetzung der Studien über die Stimmbildung. Münchn. gel. Anz. XXXIX. 4. p. 75-92.

Dritter Abschnitt.

O p t i k.



14. Theoretische Optik.

S. Haughton. Notes on molecular mechanics. No. 3. Normal and transverse vibrations. Thomson J. 1854. p. 129-137†.

Der Verfasser giebt hier die Fortsetzung früherer in demselben Journal mitgetheilter Untersuchungen über Wellenbewegung (Berl. Ber. 1853. p. 185). Die Gleichungen, welche in den vorangegangenen Mittheilungen aus besonderen Integralen der allgemeinen, die Wellenbewegung darstellenden partiellen Differentialgleichungen hergeleitet worden waren, werden zunächst auf den Fall angewendet, daſs von den drei zusammengehörigen ebenen Wellensystemen das eine seine Schwingungen senkrecht gegen die Wellenebene ausführt, die beiden anderen dagegen transversale Schwingungen darbieten. Durch die Einführung dieser Bedingung reduciren sich die Gleichungen merklich — von den ursprünglichen 45 Coëfficienten bleiben nur noch 21 von einander unabhängige bestehen —, und nachdem einestheils durch Verlegung der Coordinatenaxen, anderntheils durch Hinzufügung der Hypothese, daſs die durch die Verschiebung zweier Molecüle erregten Kräfte bloſs Functionen ihrer relativen Verschiebungen seien, eine weitere Reduction hervorgebracht ist — die Zahl der Coëfficienten geht auf 9 herab —, wird aus ihnen die folgende Gleichung für die Wellenfläche hergeleitet:

$$(S-1)\left\{\begin{array}{l}(x^2+y^2+z^2)(QRx^2+PRy^2+PQz^2)\\ \quad +(S-1)[(Q+R)x^2+(P+R)y^2+(P+Q)z^2]\\ \quad +(S-1)^2\end{array}\right\}=0,$$

wo

$$S = Ax^2 + By^2 + Cz^2 + 2Dyz + 2Exz + 2Fxy.$$

Der erste der beiden Factoren dieser Gleichung entspricht den longitudinalen Schwingungen, während der zweite, biquadratische Factor den transversalen Wellensystemen zugehört. Daſs dieser zweite Factor nur in dem nicht zulässigen Falle, wenn $S = 0$, die Fresnel'sche Gleichung der Wellenfläche liefert, dürfte nur zu dem Resultat führen, daſs man entweder die genaue Gültigkeit der Fresnel'schen Wellenfläche, oder eine der gemachten Unterstellungen, also etwa die Voraussetzung der genauen Senkrechtheit der longitudinalen Schwingungen gegen die Wellenebene aufgeben müsse.

Hierauf geht Hr. Haughton auf den besonderen Fall über, daſs das Mittel ein isophanes sei, und kommt dabei auf den Schluſs, wenn N die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der longitudinalen Schwingungen, T die der transversalen Schwingungen bezeichnet, daſs $2N^2 > T^2$ und $N^2 + T^2 > 0$ sein müsse, daſs also die Geschwindigkeit der ersteren nicht die der zweiten zu übertreffen brauche, ja daſs die letztere in dem Verhältniſs $\sqrt{2}:1$ gröſser sein könne. Hierauf gründet der Verfasser den Schluſs, daſs man, um das Ausbleiben der Wirkung longitudinaler Wellen auf den Gesichtssinn zu erklären, nicht anzunehmen brauche, daſs dieselben zur Klasse der verschwindenden Wellen gehören, indem sich die Wirkungslosigkeit auch der Gleichheit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der longitudinalen und transversalen Schwingungen zuschreiben lasse.

Um zu sehen, wie weit sich die letzte Annahme mit den Reflexions- und Refractionserscheinungen vertrage, hat nun der Verfasser in der That die Reflexionsformeln unter der Voraussetzung der Gleichheit der beiderlei Geschwindigkeiten entwickelt und gefunden, daſs dieselben mit den Fresnel'schen genau übereinstimmen für den Fall, daſs die Vibrationen im Einfallslicht senkrecht gegen die Einfallsebene geschehen, daſs dagegen eine Abweichung hervortrete für den Fall, daſs jene Vibrationen in der Einfallsebene geschehen. Für das Verhältniſs der Amplituden im reflectirten und einfallenden Wellensystem ergiebt sich nämlich

$$\frac{Q - \text{tang}(i-r)}{Q + \text{tang}(i+r)},$$

wo i und r respective den Einfalls- und Brechungswinkel bedeuten, und Q von dem Quadrate $\text{tang}(i-r)^2$ abhängt, so dafs die Formel, und zwar auch nur näherungsweise, nur dann ein Resultat giebt, welches mit dem der Fresnel'schen Formel numerisch übereinstimmt, wenn das Brechungsverhältnifs so gering ist, dafs sich die höheren Potenzen von $\text{tang}(i-r)$ vernachlässigen lassen.

Die Abweichung für den allgemeinen Fall ist inzwischen zu bedeutend, um nicht die Zulässigkeit der Annahme des Hrn. Haughton hinsichts der gleichen Fortpflanzungsgeschwindigkeit der beiderlei Vibrationen mehr als unwahrscheinlich zu machen.

Rd.

Solution of a problem. Thomson J. 1854. p. 9-11†.

Es wird an der hier citirten Stelle die Lösung eines dioptrischen Problems mitgetheilt, welches in Thomson J. 1853. p. 188 aufgestellt worden war und also lautete:

Ein durchsichtiges Mittel ist so beschaffen, dafs ein Lichtstrahl in demselben sich in einer gegebenen Kreislinie bewegt, und zwar unter der Annahme, dafs das Brechungsverhältnifs des Mittels in jedem Punkte eine Function der Entfernung von einem festen, in der Fläche des Kreises liegenden Punkte ist; — es soll die Form dieser Function gefunden und für Licht von der nämlichen Brechbarkeit nachgewiesen werden, 1) dafs auch jeder andere Strahl in dem Mittel eine kreisförmige Bahn beschreibe, 2) dafs alle von einem Punkte des Mittels ausgehende Strahlen sich genau wieder in einem einzigen Punkt vereinigen und 3) dafs Lichtstrahlen, welche vor dem Eintritt in das Mittel von einem Punkte c aus divergirten, nach der Brechung sich wieder in einem einzigen Punkt vereinigen, sobald die brechende Fläche eine sphärische ist, deren Mittelpunkt sich in c befindet.

Es würde diese Aufgabe als eine müfsige erscheinen, wenn nicht Grund wäre zu vermuthen, dafs der Fall in der Natur, und zwar bei den Krystalllinsen der Fische, vorkomme. Es mag daher die Auflösung in Kürze hier mitgetheilt werden.

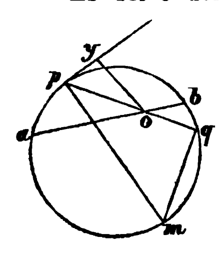
Es beruht dieselbe vornehmlich auf folgendem Satz.

Wenn das Brechungsverhältnifs eines Mittels in jeglichem Punkte eine Function der Entfernung von einem bestimmten Punkte o ist, so bewegt sich jeder Strahl in demselben in einer durch o gehenden Ebene, und der senkrechte Abstand des Punktes o von der an irgend welchem Punkte p der Bahn des Strahls gezogenen Tangente ist dem Brechungsverhältnifs in diesem Punkte p umgekehrt proportional.

Die Richtigkeit dieses Satzes folgt daraus, dafs er, wie man leicht erkennt, für ein Mittel gilt, welches aus concentrischen beliebig dicken homogenen Schichten von beliebig verschiedener Brechbarkeit besteht.

Der gesuchte Ausdruck für das Brechungsverhältnifs findet sich hiernach folgendermafsen.

Es sei o der feste Punkt, nach dessen Entfernung sich das Brechungsverhältnifs richten soll, $apbm$ die kreisförmige Bahn des Strahls, py eine an einem beliebigen Punkte p derselben gezogene Tangente, und oy senkrecht auf py, mithin, wenn μ das Brechungsverhältnifs in p, und C eine Constante bedeutet,



$$\mu = \frac{C}{oy}.$$

Verlängert man hierauf die Gerade po, bis sie den Kreis, etwa in q, schneidet, und verbindet q mit dem Endpunkte m des durch p gezogenen Durchmessers pm, so hat man in Folge der Aehnlichkeit der Dreiecke poy und pqm,

$$oy \, . \, pm = op \, . \, pq = op^2 + op \, . \, oq,$$

also, wenn man den Durchmesser pm mit 2ϱ, und die Entfernung op mit r bezeichnet,

$$oy = \frac{r^2 + op \, . \, oq}{2\varrho},$$

folglich

$$\mu = \frac{2C\varrho}{r^2 + op \, . \, oq}.$$

Ist ferner a ein beliebiger anderer Punkt, etwa der Ausgangspunkt, des Strahls, ab die durch a und o gehende Sehne,

$ao = r_1$, und μ_1 das Brechungsverhältnifs in a, so hat man überdies

$$\mu_1 = \frac{2C\varrho}{r_1^2 + ao \cdot ob},$$

und somit wegen $op \cdot oq = ao \cdot ob = r_1 \cdot ob$

$$\mu = \mu_1 \frac{r_1^2 + r_1 \cdot ob}{r^2 + r_1 \cdot ob}.$$

Dieser Ausdruck ist, wie man sieht, unabhängig von ϱ, und pafst daher namentlich für jeden durch a und b gehenden Kreis, so dafs in der That alle von a ausgehenden Strahlen Kreisbahnen beschreiben und sich in b wieder vereinigen. Bezeichnet endlich μ_0 das Brechungsverhältnifs in o, wo $r = 0$, und setzt man das constante Product $ao \cdot ob = \alpha^2$, so ist überdies

$$\mu_0 = \mu_1 \frac{r_1^2 + \alpha^2}{\alpha^2}$$

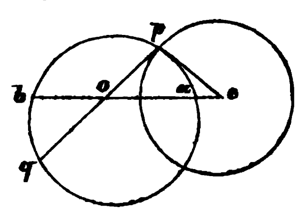
und folglich

$$\mu = \mu_0 \frac{\alpha^2}{r^2 + \alpha^2}.$$

Da dieser Werth unabhängig von r_1 ist, so läfst sich statt a jeder andere Punkt a' als Ausgangspunkt der Strahlen nehmen, und die von solchem ausfahrenden Strahlen vereinigen sich demnach wieder in einem Punkte b', der in der Verlängerung von $a'o$ liegt, wofern man nur den Ort von b' so bestimmt, dafs $a'o \cdot ob' = \alpha^2$ bleibt.

Die Wahrheit der dritten der oben aufgestellten Behauptungen ergiebt sich endlich, wie folgt.

Es stelle c den Mittelpunkt der sphärischen Gränzfläche des Mittels und den Ausgangspunkt der einfallenden Strahlen vor; ferner werde das Mittel, in welchem c liegt, als homogen vorausgesetzt, und cp sei einer der einfallenden Strahlen. Alsdann



ziehe man von p aus durch o eine Gerade und bestimme auf derselben den Punkt q so, dafs $oq \cdot po = \alpha^2$ wird; endlich beschreibe man durch q einen Kreis, welcher cp in p berührt. Nach dem Obigen bewegt sich dann der Strahl cp nach der Brechung in p auf der zuletzt construirten Kreislinie, und wenn man von c aus durch o die Gerade cob zieht,

so ist klar, dafs alle Strahlen, die von c aus in das Mittel dringen, durch den Punkt b gehen müssen. Da nämlich

$$cp^2 = ca.cb = (co-ao)(co+ob) = \left(co-\frac{\alpha^2}{ob}\right)(co+ob)$$

ist, so hängt ob, und somit die Lage des Punkts b blofs von cp (d. h. dem constanten Radius der Gränzfläche) und von den Constanten co und α ab. *Rb.*

Breton. Mémoire sur l'aberration de sphéricité et sur de nouvelles méthodes à employer pour la détruire dans les appareils composés d'un nombre quelconque de surfaces sphériques réfringentes ou réfléchissantes disposées consécutivement sur un même axe central. C. R. XXXIX. 528-529†; Cosmos V. 367-367; Inst. 1854. p. 331-332.

Von diesem Memoir enthalten die C. R. vorläufig nur die vom Verfasser selbst gegebene Mittheilung über das der Methode zur Beseitigung der sphärischen Aberration zum Grunde liegende Princip. Diese Mittheilung besteht wesentlich in Folgendem.

Man denke sich die Lichtstrahlen ausgehend von einer Umdrehungsfläche, deren Umdrehungsaxe mit der Axe des Instruments zusammenfällt. Unter den Strahlen, welche von jedem einzelnen Punkte jener Fläche entspringen, wähle man ferner als leitenden Strahl (Central- oder Focalstrahl) jedesmal denjenigen heraus, welcher durch den Krümmungsmittelpunkt der ersten (brechenden oder reflectirenden) Fläche hindurchgeht. Dieser leitende Strahl berührt im Allgemeinen in zwei verschiedenen Punkten die kaustische Fläche, welche von den successiven Durchschnittspunkten der begleitenden (d. h. von denselben Punkte der obigen Umdrehungsfläche ihren Ursprung nehmenden) Strahlen gebildet wird, und diese Punkte gehören ihrerseits zweien anderen Umdrehungsflächen an, deren Umdrehungsaxe wiederum die Axe des Instrumentes ist. Beide Umdrehungsflächen berühren sich in einem Punkte dieser Axe, und entfernen sich um so weiter von einander, je mehr man sich von diesem Berührungspunkte entfernt. Da nun mit dem Auseinanderfallen der beiden Flächen die Undeutlichkeit des Bildes zunimmt, so kann man die

möglichst gröfste Deutlichkeit erzeugen, die sphärische Aberration also auf ein Minimum herabbringen, wenn man die brechenden und reflectirenden Flächen so wählt, dafs die bezeichneten beiden Oberflächen in ihrem Berührungspunkte einerlei Krümmung erhalten — und diese Einerleiheit der Krümmungen hat der Verfasser daher als Bedingung für die gröfste Einschränkung der sphärischen Aberration hingestellt, und darauf seinen Calcül gebaut. *Rd.*

Breton. Appréciation, au point de vue mathématique, de la difficulté qu'on trouve à obtenir au daguerréotype des portraits de grande dimension. C. R. XXXIX. 1174-1176†; Inst. 1854. p. 446-446; Cosmos VI. 15-16; Z. S. f. Naturw. IV. 454-454.

Hr. Breton weist in vorstehender Mittheilung auf mathematischem Wege nach, dafs die Unvollkommenheit von Daguerreotypportraitbildern, die in grofsem Maafsstabe aufgenommen werden, sich nicht durch irgend welche Construction des Linsenapparates beseitigen lasse. Die hier gemeinte Unvollkommenheit ist der Mangel an Schärfe, welcher daher rührt, dafs die Oberfläche der Daguerreotypplatte eben ist, während das aufzufangende dioptrische Bild in Wahrheit sich als eine mannigfach gekrümmte Oberfläche darstellt. Je näher der zu portraitirende Gegenstand tritt, desto gröfser wird die relative Ungleichheit der Entfernungen seiner Punkte vom Objectiv und desto stärker daher das partielle Hinaustreten des Bildes aus der Ebene der empfindlichen Platte. Behufs des Nachweises nun, dafs sich diesem Mangel nicht durch besondere Einrichtung des dioptrischen Apparates abhelfen lasse, geht Hr. Breton von den Formeln aus, welche Biot (Traité d'astr. phys., 3me édit., I.) mitgetheilt hat. Diese Formeln (welche sich auf die Strahlen beziehen, die nur geringe Winkel mit der Axe bilden) reduciren sich, wenn das erste und letzte Mittel die Luft ist, auf

$$\frac{1}{\Delta_f - H} = NP + \frac{N^2}{\Delta}, \qquad \frac{Z_f}{Z} = \frac{1}{N + P\Delta},$$

wo N, P, H bestimmte von der Construction des Systems ab-

hängige Coëfficienten sind, Δ und Z die Entfernung eines Objectpunktes respective von der ersten brechenden Fläche und von der optischen Axe bedeuten, und Δ_f, Z_f die Entfernung des Bildes dieses Punktes respective von der letzten brechenden Fläche und der optischen Axe vorstellen. Aus diesen Formeln ergiebt sich

$$\Delta_f - H = \frac{\Delta}{N(N+P\Delta)},$$

$$\delta\Delta_f = \frac{\delta\Delta}{(N+P\Delta)^2} = \left(\frac{Z_f}{Z}\right)^2 \delta\Delta;$$

mithin erweist sich die Abweichung $\delta\Delta_f$ unabhängig von N, P, H, folglich unabhängig von der besonderen Einrichtung des Objectivs und bestimmt sich lediglich durch das Verhältnifs der Gröfse des Objects zu der des Bildes.

Wollte man daher hinreichend scharfe Bilder auch bei gröfserer Nähe des Objects erzeugen, so müfste man die Oeffnung des Objectivs so weit beschränken, dafs die auf die Platte fallenden Zerstreuungskreise hinlänglich klein ausfallen. Der Durchmesser des Zerstreuungskreises, wenn die das Bild auffangende Platte um $\delta\Delta_f$ von dem Bilde entfernt ist, läfst sich aber ausdrücken durch

$$2\lambda \frac{\delta\Delta}{\Delta} \frac{Z_f}{Z},$$

wenn 2λ die Oeffnung des Objectivs bedeutet und die Voraussetzung gemacht wird, dafs alle auf die Oeffnung fallende Strahlen die Platte erreichen. Es wird demnach, sobald $\frac{Z_f}{Z}$ nur etwas erheblich ist, eine aufserordentlich kleine Oeffnung nöthig, um einen günstigen Effect hervorzubringen. *Rd.*

Billet. Note sur les trois cas de non-division par double réfraction que peuvent présenter les cristaux biréfringents uniaxes, et sur les faces qui peuvent les offrir. C. R. XXXIX. 733-735†; Inst. 1854. p. 358-359; Cosmos V. 479-480.

Theilt sich ein Lichtstrahl nicht beim Eindringen in einen doppeltbrechenden Krystall, so haben der gewöhnliche und der ungewöhnliche gebrochene Strahl entweder aufser der gleichen

Richtung auch gleiche Geschwindigkeit, oder sie haben bei gleicher Richtung verschiedene Geschwindigkeit. Der erste Fall tritt in einaxigen Krystallen ein, wenn der gebrochene Strahl der optischen Axe folgt, und bedarf keiner Erörterung; der zweite Fall, welcher nur möglich ist, wenn die Einfallsebene mit dem Hauptschnitte zusammenfällt, tritt bei gegebener Eintrittsfläche im Allgemeinen nach der hier gegebenen Darstellung für zwei Einfallswinkel ein.

Die Erörterung dieses Falles geschieht, wie folgt. Man beschreibe in der Einfallsebene um den Einfallspunkt O zwei Kreise und eine Ellipse, beziehungsweise vorstellend die Durchschnitte der Wellenfläche des einfallenden Strahls und derer der beiden gebrochenen Strahlen. Giebt man hierbei dem zum einfallenden Strahl gehörenden Kreise die Längeneinheit zum Radius, und bezeichnet das gewöhnliche Brechungsverhältniſs durch $n = \frac{1}{b}$, das Hauptbrechungsverhältniſs der ungewöhnlichen Strahlen durch $n' = \frac{1}{a}$, so wird demnach der Radius des zweiten Kreises gleich b, während b und a die Halbaxen der (um die optische Axe construirten) Ellipse sein werden.

Wird alsdann von O aus in der Richtung, welche die beiden gebrochenen Strahlen gemeinschaftlich verfolgen sollen, eine Gerade gezogen, und trifft diese den zweiten Kreis und die Ellipse respective in den Punkten c und d, so muſs der Durchschnittspunkt (f) der beiden Tangenten, welche den Kreis und die Ellipse respective in c und d berühren, in der Eintrittsebene liegen. Man kann folglich mittelst dieser Construction aus der Lage des gebrochenen Doppelstrahls die Lage der erforderlichen Eintrittsfläche finden, während sich der zugehörige Einfallsstrahl mittelst der von f an den ersten Kreis gezogenen Berührungslinie bestimmt. Nur ist zu bemerken, daſs die gemeinschaftliche Brechung der beiden Strahlen nach der gegebenen Richtung unmöglich wird, sobald der Punkt f innerhalb der ersten Kreislinie fällt.

Ist umgekehrt die Lage der Eintrittsfläche gegeben, so finde man zuerst den geometrischen Ort der Durchschnittspunkte aller Tangentenpaare, welche den zweiten Kreis und die Ellipse auf einerlei Radius vector berühren. Die sich ergebende Curve

besteht aus zwei Zweigen, welche zwischen zwei mit der optischen Axe parallelen Geraden liegen, und welche diese Geraden zu Asymptoten haben. Nur diejenigen Eintrittsebenen, welche diese Curve treffen, geben reelle Einfallswinkel. Da jede von O ausgehende Gerade im Allgemeinen die Curve in zwei Punkten trifft, so entsprechen jeder Eintrittsfläche im Allgemeinen auch zwei Einfallswinkel. Es ist indessen versäumt, hier zu bemerken, dafs der Theil der Curve, welcher innerhalb der Fläche des ersten Kreises liegt, aufser Beachtung fällt, weil er keiner reellen Lösung entspricht. Als Gleichung der in Rede stehenden Curve wird gefunden

$$b(A \operatorname{tang} r + B) + \sin r \sqrt{[-A \operatorname{tang}^2 r - 2B \operatorname{tang} r - A']} = 0,$$

wo r den Winkel zwischen dem Einfallsloth und der gemeinsamen Richtung der gebrochenen Strahlen bedeutet, und, wenn L den Winkel zwischen der optischen Axe und dem Einfallsloth vorstellt,

$$-A = \frac{1}{a^2}\cos^2 L + \frac{1}{b^2}\sin^2 L,$$

$$-A' = \frac{1}{b^2}\cos^2 L + \frac{1}{a^2}\sin^2 L,$$

$$-B = \left(\frac{1}{b^2} - \frac{1}{a^2}\right)\sin L \cos L$$

ist.

Hierbei erwähnt der Verfasser den bemerkenswerthen Umstand, dafs zu beiden Seiten eines Radius vectors, in welchem die zwei gebrochenen Strahlen gleiche Richtung bei ungleicher Geschwindigkeit haben, die gebrochenen Strahlen das entgegengesetzte Verhalten zeigen. Wenn nämlich auf der einen Seite der gewöhnliche Strahl der stärker gebrochene ist, so wird auf der andern Seite der ungewöhnliche Strahl stärker gebrochen.

Für zweiaxige Krystalle existirt für jeden der drei Hauptschnitte eine Curve, welche der obigen analog ist, sich vor derselben aber dadurch auszeichnet, dafs sie zwei Paare paralleler Asymptoten hat. *Rd.*

Bravais. Recherches sur les cas de non-bifurcation du rayon réfracté dans les cristaux à un axe. Inst. 1854. p. 413-415†.

Die oben besprochene Note Billet's über die Fälle, in denen in einaxigen Krystallen die gewöhnlich und ungewöhnlich gebrochenen Strahlen in einerlei Richtung fortschreiten, hat Hrn. Bravais veranlafst ältere Untersuchungen über denselben Gegenstand mitzutheilen. Namentlich giebt er eine sehr einfach abgeleitete Gleichung von anderer Form für den geometrischen Ort der Punkte, in denen die an den kreisförmigen und elliptischen Durchschnitt der Wellenfläche gezogenen Tangenten sich treffen.

Wird nämlich die optische Axe zur Axe der z genommen, und als Axe der x diejenige darauf senkrechte Gerade, welche durch den Mittelpunkt der Wellenfläche geht und in der Einfallsebene liegt, wird ferner a der Winkel zwischen dem Radius vector der Berührungspunkte und der Axe der z genannt, und sind wiederum n und n' die Hauptbrechungscoëfficienten, so sind ersichtlich die Gleichungen der beiden Tangenten

$$nx \sin a + nz \cos a = 1$$
$$n'^2 x \sin a + n^2 z \cos a = \sqrt{(n'^2 \sin^2 a + n^2 \cos^2 a)},$$

woraus sich durch Elimination von a sofort

$$\frac{1}{x^2} = n^2 + n'^2 + 2nn' \sqrt{\frac{n^2 z^2}{n^2 z^2 - 1}}$$

als Gleichung der gesuchten Curve ergiebt.

Diese Gleichung discutirt Hr. Bravais, vornehmlich um die Fälle zu ermitteln, in denen der die Lage der brechenden Fläche bestimmende Radius vector der Curve dieselbe zweimal schneidet, oder, was dasselbe ist, in denen das Zusammenfallen der gewöhnlichen und ungewöhnlichen Strahlenrichtung für zwei Incidenzen eintritt. Dabei findet sich das bemerkenswerthe Resultat, dafs der eine Einfallswinkel jederzeit imaginär wird, also in der That die Erscheinung nur bei einem Einfallswinkel stattfindet, wofern nicht n zwischen 1 und 1,238 liegt, welcher Fall sich für keinen bekannten Krystall realisirt. *Rd.*

Secchi. Flexion des lunettes; élimination de l'erreur de collimation. Cosmos IV. 428-429†.

J. Porro. Sur la flexion des lunettes astronomiques. C. R. XXXVIII. 734-735; Inst. 1854. p. 134-135; Cosmos IV. 473-475†.

Laut des im Cosmos gegebenen Berichtes über einen die Biegung der Fernröhre betreffenden Aufsatz des Hrn. Secchi hat dieser Gelehrte durch Beobachtungen an seinem Meridiankreise gefunden, daſs die Biegung nicht, wie man bisher angenommen hatte, dem Sinus der Zenithdistanz proportional sei. Die Abweichungen waren so unregelmäſsig, daſs selbst oft bei gleicher Distanz nördlich und südlich vom Zenith merkliche Verschiedenheiten stattfanden. Als Grund für diese Unregelmäſsigkeiten giebt Hr. Secchi an, daſs die Biegung des Rohres in schiefer Lage eine mehr oder weniger lange Zeit gebrauche, um zu einem Maximum zu gelangen, so daſs namentlich nach dem Wenden von einer Zenithseite zur anderen, die Herstellung der normalen Form des Fernrohrs und die darauf folgende Abbiegung zum Maximum so viele Zeit in Anspruch nehme, daſs es nicht Wunder nehmen könne, wenn je nach der gröſseren oder geringeren Zeit zwischen dem Umwenden des Fernrohrs und der Beobachtung merkliche Verschiedenheiten einträten.

Seine Versuche stellte Hr. Secchi in der Art an, daſs er einen kleinen Planspiegel (den er einem Spiegelsextanten entnommen) vor dem Objectiv, und zwar mit diesem in fester Verbindung anbrachte, und das Fadenkreuz schief beleuchtete. Die von den Fäden ausgehenden Lichtstrahlen wurden dann nach dem Austritte aus dem Objectiv vom Spiegel reflectirt und vereinigten sich bei passender Stellung desselben wiederum zu einem Bilde, welches mit den Originalfäden zusammenfiel. Aenderte sich nachgehend die Lage des Objectivs gegen das Ocular, so muſste die Coincidenz zwischen dem Fadennetz und seinem Bilde aufhören. Durch Verstellung des Fadennetzes mittelst einer Mikrometerschraube wurde alsdann die Coincidenz wieder hergestellt, und aus dem Betrage der nöthig gewesenen Verschiebung auf die Gröſse der Fernrohrbiegung geschlossen.

Um sich von den Fehlern zu befreien, welche aus der Fernrohrbiegung entspringen, schlägt Hr. Secchi demnach vor, wenn

man nicht über ein nach Porro's Vorschlag eingerichtetes Fernrohr zu verfügen habe, entweder einen Planspiegel zu gebrauchen, wie er ihn selber bei dem eben beschriebenen Verfahren angewendet habe, oder einen kleinen Concavspiegel am Objectiv zu befestigen, oder endlich vor dem Objectiv ein zweites Fadennetz anzubringen, und durch eine Zwischenlinse ein Bild desselben nach dem Fadennetz des Oculars hinzuwerfen. Das Princip bleibt immer die Erzeugung eines mit der relativen Stellung von Ocular und Objectiv seine Lage ändernden zweiten Fadenkreuzbildes. Die letzte der angegebenen Methoden hält Hr. Secchi für die passendste, weil bei den anderen Methoden die Tagesbeobachtungen wegen des nebenbei eintretenden Tageslichts, welches die Wahrnehmung des zweiten Fadennetzbildes beeinträchtigen müsse, schwierig werden dürften.

Gegen diese Vorschläge wendet Hr. Porro mit Recht ein, dafs die Verschiebung des Fadennetzbildes kein Maafs für die Gröfse der Fernrohrbiegung abgeben könne, indem sich im Allgemeinen sowohl die Axe des Objectivs als auch die Visirlinie gegen die Nulllinie der Theilung verschiebe. Nur bei der von ihm (Porro) vorgeschlagenen Einrichtung (siehe Berl. Ber. 1853. p. 197), nach welcher das Objectiv fest mit dem Alhidadenkreise verbunden werde, entgehe man dieser Schwierigkeit und erhalte ein von der Biegung völlig unabhängiges Resultat. In Erwiederung auf den Vorwurf der Lichtschwäche des Fadennetzbildes führt Porro einen Versuch an, den er mit einem Fernrohr seiner Construction, welches bei einer Oeffnung von 110^{mm} und einer Focallänge von 1430^{mm} eine 120malige Vergröfserung gewährte, angestellt hat. Bei demselben soll das Fadenkreuzbild vollkommen deutlich erkennbar geblieben sein, obgleich das Instrument auf eine einen Meter vor dem Objectiv befindliche Gasflamme gerichtet und dadurch das Gesichtsfeld blendend hell erleuchtet gewesen sei. *Rd.*

Langberg. Schreiben an Herrn Poggendorff. Pogg. Ann. XCI. 495-496†.

Dies Schreiben bezieht sich auf eine von Ohm in den Münchn. Abh. VII. mitgetheilte Interferenzerscheinung, welche durch zwei mit verwendeten Axen über einander gelegte, unter 45° gegen die Axe geschnittene einaxige Krystallplatten erzeugt wird, und über welche im Berl. Ber. 1853. p. 224 referirt worden ist. Ohm hatte erklärt, dafs er nicht wisse, ob die Erscheinung schon früher beobachtet worden sei, und Poggendorff hatte bei der Aufnahme der betreffenden Stelle in seine Annalen hinzugefügt, dafs der Fall von Hrn. Langberg schon früher wenigstens theoretisch betrachtet worden. In dem citirten Schreiben bemerkt nun Hr. Langberg auf diesen Anlafs, dafs er die Erscheinung nicht blofs theoretisch erörtert, sondern auch beobachtet und im Nyt Magazin II. ausführlich beschrieben habe. *Rd.*

Beer. Ueber die Dispersion der Hauptschnitte zweiaxiger Krystallplatten, sowie über die Bestimmung der optischen Axen durch Beobachtung der Hauptschnitte. Pogg. Ann. XCI. 279-283†.

Unter den Hauptschnitten zweiaxiger Krystallplatten versteht der Verfasser in diesem Aufsatze die beiden Polarisationsebenen der von senkrecht einfallenden Strahlen herrührenden gewöhnlichen und ungewöhnlichen Strahlen. Diese Polarisationsebenen haben natürlich, wenn nicht gerade die Ein- und Austrittsfläche der Ebene der optischen Axen parallel ist, für verschiedene Farben nicht genau dieselbe Lage; vielmehr weichen dieselben um so stärker von einander ab, je gröfser die Dispersion der optischen Axen ist. Da nun das Seignettesalz bei seiner bedeutenden Axendispersion (nach Herschel bilden die Axen des rothen und violetten Lichts respective Winkel von 56° und 76° mit einander) Aussicht gab, die Abweichung dem Auge deutlich erkennbar zu machen, so berechnete Hr. Beer deren Betrag für den Fall, dafs die Eintrittsfläche des Krystalls gegen die drei Elasticitätsaxen gleich geneigt ist, und fand den Winkel zwischen der

Polarisationsebene der rothen und violetten Strahlen unter Zugrundelegung der obigen Zahlen zu 4° 38,5'.

In der That gab sich ihm diese Dispersion auch beim Versuche entschieden zu erkennen. Als nämlich eine in der angegebenen Weise geschnittene Krystallplatte so in den Polarisationsapparat gebracht wurde, dafs die Oscillationsebene des Polarisators mit einem der Hauptschnitte möglichst genau zusammenfiel, und der Analysator langsam durch die darauf senkrechte Stellung hindurch gedreht wurde, ging die Färbung aus dem Weifs durch Blau in ein dunkles Purpur, und daraus durch Orange wieder in Weifs über.

Was den zweiten Gegenstand des Aufsatzes, die Bestimmung der Lage der optischen Axen aus der Lage jener Hauptschnitte (Hauptpolarisationsebenen) betrifft, so finden sich die nöthigen Formeln sehr leicht wie folgt.

Sind für eine bestimmte Platte

$$E_1 \equiv u_1x+v_1y+w_1z=0 \quad \text{und} \quad E_2 \equiv u_2x+v_2y+w_2z=0$$

die Gleichungen der beiden Hauptschnitte, bezogen auf irgend ein System rechtwinkliger Coordinatenaxen und

$$x=pz,\ y=qz \quad \text{und} \quad x=p'z,\ y=q'z$$

die Gleichungen der optischen Axen, so lassen sich die beiden Ebenen, welche durch diese letztern und das Einfallsloth gehen, weil sie mit den Ebenen E_1 und E_2 gleiche Winkel bilden müssen, vorstellen durch

$$E_1+\lambda E_2=0,\ E_1-\lambda E_2=0,$$

wofern λ so bestimmt wird, dafs diese Gleichungen respective für

$$x=pz,\ y=qz \quad \text{und} \quad x=p'z,\ y=q'z$$

identisch werden. Man hat folglich

$$\left(\frac{E_1}{E_2}\right)_{x=pz,\,y=qz}+\left(\frac{E_1}{E_2}\right)_{x=p'z,\,y=q'z}=0,$$

d. i.

$$(u_1p+v_1q+w_1)(u_2p'+v_2q'+w_2)+(u_1p'+v_1q'+w_1)(u_2p+v_2q+w_2)=0.$$

Da vier Constanten, nämlich p, q, p', q' zu bestimmen sind, so bedarf es vier solcher Gleichungen, also Beobachtungen an vier verschiedenen Flächen. Die Elimination von p und q aus solchen vier Gleichungen führt aber auf zwei cubische Gleichungen zwischen p' und q', so dafs sich im Allgemeinen neun Axen-

paare ergeben, die aber möglicherweise bis auf eines imaginär sein können. In einzelnen Fällen beschränkt sich indessen die Mehrdeutigkeit; auch treten wesentliche Vereinfachungen ein, wenn die Krystallaxen zu Coordinatenaxen genommen werden.

Da diese Bestimmungsweise der Axen aus der Lage der Hauptpolarisationsebenen jedenfalls eine geringere Genauigkeit gewährt als das directe Verfahren, so legt auch der Verfasser derselben nur da einen praktischen Werth bei, wo die Anwendung des directen Verfahrens Schwierigkeit findet, namentlich z. B. wenn es schwer hält, künstliche Flächen anzuschleifen, und der natürliche Krystall etwa durch rhombische Form die Möglichkeit gewährt, direct an verschiedenen Flächen zu beobachten.

Rd.

Stokes und W. Haidinger. Die Richtung der Schwingungen des Lichtäthers im polarisirten Lichte. Wien. Ber. XII. 685-700†; Pogg. Ann. XCVI. 287-305; Silliman J. (2) XXI. 125-128; Phil. Mag. (4) XI. 242-246.

Hr. Haidinger theilt hier ein an ihn gerichtetes Schreiben von Hrn. Stokes mit, worin dieser ausführt, warum er den aus dem Pleochroismus der Krystalle hergeholten Beweis für die Senkrechtheit der Schwingungen gegen die Polarisationsebene (Berl. Ber. 1852. p. 206) nicht bindend hält, und zugleich seiner eigenen Deduction dieses Satzes aus den Beugungsphänomenen gedenkt. Hieran knüpft Hr. Haidinger die gleichfalls gegen die Stichhaltigkeit seines Beweises gerichteten Ausstellungen von Ångström (Berl. Ber. 1853. p. 198) und sucht schliefslich, unbeirrt dadurch, seinem Beweise noch gröfsere Kraft zu verleihen, indem er die Folgerungen vergleicht, welche sich aus den beiden entgegengesetzten Annahmen über die Schwingungsrichtung hinsichtlich der dichroitischen Erscheinung ziehen lassen. Es dreht sich indessen das ganze Raisonnement nur um die festgehaltene, nicht weiter motivirte Voraussetzung, dafs die Richtung der Schwingungen und neben dieser die Wellenlänge ausschliefslich die Stärke der Absorption bestimme, wobei überdies die irrige Vorstellung einfliefst, dafs in demselben Krystall gleichen

Farben gleiche Wellenlängen und umgekehrt gleichen Wellenlängen gleiche Farben entsprechen. *Rd.*

A. Beer. Grundrifs des photometrischen Calcüles. p. 1-105. Braunschweig 1854†.

Es ist dieses Werk im Wesentlichen eine Bearbeitung der Lambert'schen Photometrie, welche bis daher als das einzige erschöpfendere Werk über den Gegenstand dagestanden hatte. Die Bearbeitung hat vornehmlich das Verdienst, dafs sie durch Beseitigung des Unwesentlichen und Ueberflüssigen dem Ganzen eine gröfsere Uebersichtlichkeit gegeben hat, und hierdurch sowie durch die Darstellung des Einzelnen in einer geniefsbarerern Form das Studium des Gegenstandes zu erleichtern geeignet ist. Auch finden sich die Lösungen mehrerer interessanten Probleme, welche in dem älteren Werke nicht vorhanden sind. *Rd.*

A. Weiss. Entwickelung der Phasengleichung bei einaxigen Krystallen. Pogg. Ann. XCII. 626-632†.

Dieser Aufsatz enthält lediglich eine Herleitung der strengen allgemeinen Formel, welche Ohm (Münchn. Abh. VII. 65) für den Phasenunterschied der durch eine einaxige Krystallplatte gegangenen gewöhnlichen und ungewöhnlichen Strahlen entwickelt hat, und zwar auf einem etwas kürzeren, obgleich auf demselben Ideengange beruhenden, Wege. *Rd.*

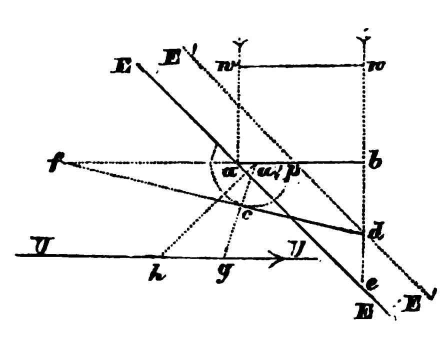
Beer. Ueber die Aberration des Lichts. Pogg. Ann. XCIII. 213-223†; Cosmos V. 616-620.

Der von Hrn. Beer mitgetheilten Untersuchung über die Aberration des Lichts liegt die Vorstellung zum Grunde, dafs der in einem bewegten Mittel enthaltene Aether nur mit einem Bruchtheile seiner Geschwindigkeit an der Bewegung Theil nehme — eine Vorstellung, welche in ihrem Erfolge mit der Fresnel'schen

Annahme übereinkommt, dafs nur ein Theil des Aethers in die Bewegung hineingerissen werde. Die angestellte Rechnung führt auf zwei verschiedenen Wegen auf denselben Ausdruck für die Gröfse jenes Bruchtheils.

Bei der Ausführung auf dem ersten Wege beginnt der Verfasser damit, die Ablenkung einer aus dem leeren Raume kommenden ebenen Lichtwelle durch ein bewegtes Mittel für den Fall aufzusuchen, dafs dessen Bewegung parallel zur Ebene dieser Lichtwelle erfolgt, und zwar in nachstehender Weise.

Es sei ww die Trace der ankommenden ebenen Welle, welche unter dem Einfallswinkel i gegen die ebene Gränzfläche eines bewegten Mittels vorschreitet. Die Trace dieser Gränzfläche sei zur Zeit $t=0$ und $t=t$ respective EE und $E'E'$, und die Bewegungsrichtung UU' parallel mit ww. Die einfallende Welle befinde sich zur Zeit $t=0$ in ab und sei innerhalb der Zeit t bis d vorgerückt, während das Aethertheilchen bei a in derselben Zeit die Strecke aa' (einen Bruchtheil der Strecke ap, um welche sich das Mittel verschoben hat) zurückgelegt habe. Die sphärische Elementarwelle, welche sich zur Zeit $t=0$ um a in dem bewegten Mittel zu bilden beginnt, und deren Centrum zur Zeit t sich in a' befindet, habe zu dieser Zeit den Radius $a'c$ erreicht, so dafs die von d aus an den um a' mit dem Radius $a'c$ beschriebenen Kreis gelegte Tangente dcf die Lage der gebrochenen Welle angiebt.



Es sei nun der Ablenkungswinkel $bfd=\sigma$, ferner V die Geschwindigkeit des Lichts im leeren Raum, V' die im angränzenden Mittel, v die fortschreitende Geschwindigkeit von EE, und uv die Geschwindigkeit des mitgerissenen Aethertheilchens a. Alsdann ist

$$aa'=uvt,\quad ap=vt,\quad a'c=fa'\sin\sigma=V't,$$

oder, weil $bd=(fa'+a'b)\operatorname{tang}\sigma$ ist,

$$(1)\qquad V't=bd\cos\sigma-a'b\sin\sigma.$$

Nun ist aber, wenn die Breite $ab = 1$ gesetzt wird,

$$bd = be - de = (1 - vt)\,\mathrm{tang}\, i, \quad a'b = 1 - uvt,$$

und, weil $be = \mathrm{tang}\, i = bd + de = Vt + vt\,.\,\mathrm{tang}\, i$ ist,

$$t = \frac{\mathrm{tang}\, i}{V + v\,\mathrm{tang}\, i};$$

folglich reducirt sich die Gleichung (1) auf

$$V'\,\mathrm{tang}\, i = V\,\mathrm{tang}\, i \cos\sigma - [V + (1-u)v\,\mathrm{tang}\, i]\sin\sigma,$$

und hieraus ergiebt sich, da σ nur eine sehr geringe Gröfse hat,

$$(2) \qquad \sigma = \frac{V - V'}{V + (1-u)v\,\mathrm{tang}\, i}\,.\,\mathrm{tang}\, i.$$

Wird nun ein Fernrohr in der Richtung ha' senkrecht gegen die Gränzfläche EE aufgestellt, und mit dem zweiten Mittel so gedreht, dafs die gebrochenen Strahlen dasselbe in der Richtung der Axe durchlaufen, so ist, wie der Verfasser meint, kaum zu bezweifeln, dafs die Neigung des Fernrohrs gegen die einfallenden Lichtstrahlen innerhalb der Gränzen unserer Beobachtungsmittel mit derjenigen Neigung übereinstimme, die man beobachten würde, wenn das zweite Mittel nicht vorhanden wäre; und aus dieser hypothetischen Uebereinstimmung wird alsdann der Werth von u, des vom Verfasser sogenannten Correptionscoëfficienten, hergeleitet. Da nämlich

$$\angle\, a'hg = 90 - i, \qquad \angle\, ha'g = i - \sigma$$

und die relative Geschwindigkeit des Fernrohrs gegen den in ihm enthaltenen Aether $v - uv$ ist, so ergiebt sich bei der erst gedachten Drehung

$$\frac{\cos i}{\sin(i - \sigma)} = \frac{V'}{(1-u)v}$$

und mithin

$$(3) \qquad \sigma = \mathrm{tang}\, i - \frac{(1-u)v}{V'} \;[1]).$$

Andrerseits würde man unter der Voraussetzung, dafs bei Abwesenheit des zweiten Mittels derselbe Aberrationswinkel hervorgehe, gleichzeitig

$$\mathrm{tang}\, i = \frac{v}{V}$$

haben, und diese Gleichung in Verbindung mit (2) und (3) giebt

[1]) Im Original befinden sich hier in den Formeln einige entstellende Druckfehler.

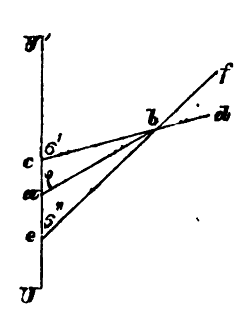
$$1-u=\frac{V'^2}{V^2},$$

oder, wenn man das absolute Brechungsverhältnifs des zweiten Mittels $\frac{V}{V'}$ durch n bezeichnet,

$$u=1-\frac{1}{n^2}.$$

Die zweite Bestimmung des Coëfficienten u ist hergeholt aus der von Arago mitgetheilten Beobachtung, dafs die Ablenkung durch ein Prisma, auf dessen eine Seite das Licht senkrecht einfällt, sich nicht ändert, mag das Prisma in Ruhe sein, oder zugleich mit dem Beobachtungsfernrohr sich in der Richtung der einfallenden Strahlen oder in der entgegengesetzten Richtung bewegen.

Um behufs der Benutzung dieser eigenthümlichen Erscheinung zunächst die Beziehungen zwischen den Lagen der gebrochenen Strahlen zu finden, welche statthaben müssen, wenn sie respective bei der vor- und rückgehenden Bewegung des Fernrohrs in dessen Axe bleiben sollen, stelle man sich UU' als eine Gerade vor, längs welcher sich die Axe eines Fernrohrs ab unter dem Neigungswinkel φ mit der Geschwindigkeit v bewegt; ferner nehme man die mit UU' den Winkel σ' bildende Gerade cd als die Richtung desjenigen Strahls, welcher die Fernrohraxe bei der Bewegung von U nach U' durchläuft, sowie die mit UU' den Winkel σ'' bildende Gerade ef als die Richtung desjenigen Strahls, welcher die Axe bei der Bewegung von U' nach U durchläuft. Man hat alsdann, unter V die Lichtgeschwindigkeit gedacht,



$$V:v=\sin\varphi:\sin(\sigma'-\varphi)=\sin\varphi:\sin(\varphi-\sigma''),$$

also

$$\sigma'-\varphi=\varphi-\sigma'',$$

und somit, wenn

$$\sigma'-\varphi=\varepsilon$$

gesetzt wird, weil, insofern v sehr klein gegen V zu denken ist, auch ε nur aufserordentlich klein sein kann,

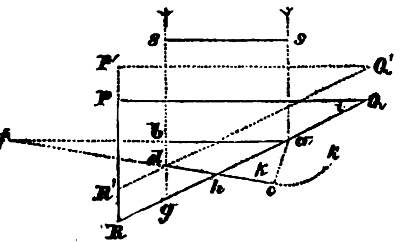
$$\varepsilon=\frac{v}{V}\sin\varphi.$$

Fände man daher bei einem Versuche $\sigma' = \sigma + \varepsilon$, und bei der entgegengesetzten (gleich raschen) Bewegung $\sigma'' = \sigma - \varepsilon$, während

$$\varepsilon = \frac{v}{V} \sin \sigma$$

ist, so würde man umgekehrt schliefsen können, dafs das Fernrohr beidemal dieselbe Neigung, nämlich die Neigung σ gegen die Bewegungsrichtung gehabt habe.

Dies vorausgeschickt sei nun PQR die Lage des oben erwähnten Prismas, welches den brechenden Winkel i haben möge, zur Zeit $t = 0$, und $P'Q'R'$ seine Lage zur Zeit $t = t$; ferner befinde sich die einfallende Welle ss zur Zeit $t = 0$ in ab, und komme zur Zeit $t = t$ mit dem Punkte b nach d zum Austritt, während in derselben Zeit sich um das Centrum a, welches offenbar eine unveränderte Lage behält, die Elementarwelle kk gebildet habe. Die von d an kk gezogene Tangente bestimmt dann die Lage der aus dem Prisma heraustretenden Welle. Die Geschwindigkeit des Lichts in der Umgebung des Prismas und im (ruhenden) Prisma selbst respective V und V', die Geschwindigkeit des Prismas v nennend und $ab = 1$ setzend, hat man hiernach wegen $gd = vt$ und $db = (V' - uv)t$,



$$bg = \text{tang}\, i = gd + db = (V' + (1-u)v)t,$$

und folglich

$$t = \frac{\text{tang}\, i}{V' + (1-u)v}.$$

Ferner hat man, den Ablenkungswinkel afc mit σ' bezeichnend,

$$ac = (fb + 1) \sin \sigma' = \left(\frac{bd}{\text{tang}\, \sigma'} + 1\right) \sin \sigma',$$

und erhält hieraus, wenn man bemerkt, dafs $ac = Vt$ ist, und die oben gefundenen Werthe für bd und t substituirt,

$$(4) \quad (V' - uv) \sin (i + \sigma') + v \sin \sigma' \cos i = V \sin i.$$

Der Winkel $i + \sigma'$ stellt den Brechungswinkel ahc des bewegten Prismas vor. Setzt man denselben gleich $r + \varepsilon$, unter r den

Brechungswinkel des ruhenden Prismas verstanden, so kann man wegen der Kleinheit des ε und wegen $\frac{\sin r}{\sin i} = \frac{V}{V'}$, die letzte Gleichung wie folgt schreiben:

$$\{(V' - uv)\cos r + v\cos(r-i)\cos i\}\,\varepsilon = (u\sin r - \sin(r-i)\cos i)\,v,$$

und hieraus ergiebt sich, weil in dem Coëfficienten von ε die mit v multiplicirten Glieder aufserordentlich klein gegen das Glied $V'\cos r$ sind, sehr genähert

$$(5) \qquad \varepsilon = \frac{u\sin r - \sin(r-i)\cos i}{\cos r} \cdot \frac{\sin r}{\sin i} \cdot \frac{v}{V}.$$

Bewegt sich das Prisma mit dem Fernrohr statt gegen die Richtung der einfallenden Strahlen, in deren Richtung, so hat man in der vorstehenden Formel nur v mit $-v$ zu vertauschen, wobei, wie man sieht, ε denselben absoluten Werth behält und nur das Zeichen wechselt, so dafs, wenn σ'' die Ablenkung für den jetzigen Fall bedeutet,

$$\sigma'' = (r-i) - \varepsilon$$

wird, während vorher

$$\sigma' = (r-i) + \varepsilon$$

war. Soll daher das Fernrohr in beiden Fällen dieselbe Neigung gegen die einfallenden Strahlen zeigen, so mufs dem Obigen zufolge

$$\varepsilon = \sin(r-i)\frac{v}{V},$$

und sonach

$$\sin(r-i) = \frac{u\sin r - \sin(r-i)\cos i}{\sin i\cos r}\sin r$$

sein, woraus für u derselbe Werth wie oben, nämlich der Werth $1 - \frac{1}{n^2}$ sich ergiebt.

Es findet diese Formel $u = 1 - \frac{1}{n^2}$ auch eine Bestätigung in dem Fizeau'schen Versuch (Berl. Ber. 1850, 51. p. 424), bei welchem zwei Lichtbündel, die von derselben Quelle ausgegangen sind, zur Interferenz gebracht werden, nachdem sie zwei mit Wasser gefüllte Röhren, in denen dem Wasser durch comprimirte Luft eine gewisse Geschwindigkeit ertheilt wird, in entgegengesetzter Richtung durchwandert haben. Die beiden Röhren

liegen nämlich parallel neben einander, und während das eine Lichtbündel durch die erste Röhre geht und durch die zweite zurückkehrt, geht das zweite Lichtbündel in gleicher Richtung durch die zweite Röhre und kehrt durch die erste zurück, so dafs, wenn das eine Strahlenbündel sich in gleicher Richtung mit dem Wasser bewegt, das zweite gegen die Richtung der Wasserbewegung vorschreitet.

Ist nun V die Geschwindigkeit des Lichts in der Luft, V' die im ruhenden Wasser, v die des fliefsenden Wassers, λ die Wellenlänge in der Luft und T die Undulationsdauer, so wird die Geschwindigkeit des einen Bündels innerhalb der Röhren $V'+uv$, die des anderen $V'-uv$, mithin, wenn L die Gesammtlänge der beiden Röhren und N_1, N_2 die respective Anzahl der Wellenlängen innerhalb der Röhren vorstellen,

$$N_1 = \frac{L}{(V'+uv)T}, \quad N_2 = \frac{L}{(V'-uv)T},$$

und somit der Gangunterschied

$$\Delta = N_1 - N_2 = \frac{2L}{V'^2 T} uv = \frac{2Ln^2 uv}{V\lambda}.$$

Nach FIZEAU's Angabe ist nun der Betrag von Δ seiner Messung zufolge halb so grofs, wie er sein würde, wenn der Aether die volle Geschwindigkeit des Wassers theilte, während die eben gefundene Formel zeigt, dafs sich die Werthe von Δ, welche den beiden Annahmen $u = 1$ und $u = 1 - \frac{1}{n^2}$ entsprechen, sich wie $1 : 1 - \frac{1}{n^2}$, d. h. wenn man $n = \frac{4}{3}$ annimmt, wie 16 : 7 verhalten — eine Uebereinstimmung, welche sich in der That als hinreichend befriedigend ansehen läfst. *Rd.*

J. GRAILICH. Bewegung des Lichtes in optisch einaxigen Zwillingskrystallen. Wien. Ber. XII. 230-263†.

Das vorstehende Thema hat Hr. GRAILICH in einer früheren Abhandlung (Berl. Ber. 1853. p. 216) zu besprechen angefangen, in welcher die Frage nach dem Gange eines einzelnen Lichtstrahls

beim Durchgange durch einen einaxigen Zwillingskrystall erledigt wurde. In der gegenwärtigen wird zur Betrachtung der Veränderungen vorgeschritten, welche ein Lichtkegel durch die Brechung, respective Reflexion an der Zwillingsfläche erfährt. Da indefs der Inhalt zu ausgedehnt und formelreich ist, um hier eine ausführlichere Mittheilung zu gestatten, so mufs es genügen, die Untersuchungsweise und die Resultate nur im Allgemeinen anzugeben.

Was zuerst die Behandlung angeht, so ist abwechselnd der eine und der andere von zwei verschiedenen Wegen eingeschlagen worden, je nachdem der eine oder der andere gerade eine gröfsere Bequemlichkeit gewährte. Der eine Weg ist ein directer und besteht darin, dafs man von der Gleichung des einfallenden Strahlenkegels ausgeht, und unter Benutzung der in der ersten Abhandlung gefundenen Beziehungen zwischen den Elementen der einfallenden und gebrochenen Strahlen, durch Substitution Gleichungen herleitet, in welchen nur die Elemente der gebrochenen Strahlen vorkommen, und die daher auf die Gleichungen der gebrochenen Strahlenkegel, respective Strahlenconoide führen. Der zweite Weg geht darauf hinaus, dafs zuerst von den Wellenebenen derjenigen Strahlen, die den Mantel des einfallenden Strahlenkegels bilden, die einem und demselben Zeitmomente entsprechenden Tracen auf der Zwillings(eintritts)fläche gefunden werden, und durch die von diesen Tracen eingehüllte Curve, welche der Verfasser die Isochrone des einfallenden Kegels nennt, der Huyghens'schen Construction gemäfs eine Berührungsfläche um die im zweiten Individuum construirte Wellenfläche gelegt wird. Die Radien vectoren vom Mittelpunkt der letzteren nach den Berührungspunkten bilden dann den gebrochenen Strahlenkegel.

Wollte man auf dem letzten Wege z. B. den Gränzkegel der totalen Reflexion finden, so hätte man nur den Kegel zu bestimmen, dessen Isochrone mit der Trace der Wellenfläche des zweiten Individuums zusammenfällt. Da nun aber nach den Ergebnissen der ersten Abtheilung (Berl. Ber. 1853. p. 223) an der Zwillingsgränze der Brechungswinkel gleich dem Reflexionswinkel ist, so ist eine Totalreflexion an derselben nicht möglich. Wohl aber läfst sich nach dem Gränzkegel derjenigen gewöhnlichen

oder ungewöhnlichen Strahlen fragen, welche ungebrochen und daher auch ohne wahrnehmbare entsprechende Reflexion durch die Trennungsfläche gehen, und sonach nur respective aufserordentliche oder ordentliche gebrochene und reflectirte Strahlen liefern. Die Bestimmung dieser Gränzkegel bildet den Inhalt des ersten Paragraphen.

Als Resultat findet sich dabei vornehmlich 1) dafs es einen Gränzkegel für einfache ordentliche Brechung und Reflexion nur in negativen Krystallen giebt, und dafs derselbe in diesem Falle ein gerader elliptischer Kegel ist, und 2) dafs der Gränzkegel der einfachen aufserordentlichen Brechung und Reflexion ein schiefer ist und nur in positiven Krystallen vorkommen kann.

Der erste Kegel bildet gleichzeitig die Gränze, jenseits welcher nur noch eine ordentliche Brechung und Reflexion stattfindet, weil in der Gränze die aufserordentlichen Strahlen schon ihre gröfste Abweichung vom Einfallsloth erreicht haben, d. h. schon streifend geworden sind.

Ein Gleiches gilt von dem zweiten Kegel für die aufserordentlichen Strahlen.

Als Anwendung der gefundenen Formeln theilt der Verfasser die daraus berechneten Elemente des Gränzkegels für die verschiedenen bekannten Zwillingsflächen des Kalkspaths mit, wie sie sich für den Strahl ergeben, nämlich

Zwillingsfläche	Neigung derselben gegen die optische Axe	Oeffnung im Hauptschnitt	Oeffnung senkrecht zum Hauptschnitt
$R-\infty$	90°	126°52′ 14″	126°52′ 14″
$R-1$	63 44′ 45″	132 48 40	126 52 14
R	45 23 26	142 56 40	126 52 14
$R+1$	26 52 47	156 21 50	126 52 14
RR	26 15 14	157 13 28	126 52 14
$R+\infty$	0 0 0	180 0 0	126 52 14

Da im Allgemeinen ein einfacher in einen Zwillingskrystall tretender Strahl vierfach austritt, so wird in Folge der Existenz der erwähnten Gränzkegel der einfallende Strahl unter gewissen Umständen den Krystall dreifach verlassen, wofern nicht Totalreflexion an der Austrittsfläche ein Hindernifs abgiebt. Dafs dieser Fall des Austretens dreifach gebrochener Strahlen beim

Kalkspath zwischen bestimmten Gränzen realisirbar ist, wird am Schlusse des Paragraphen für Austrittsflächen, die auf dem Hauptschnitt senkrecht stehen, beispielsweise nachgewiesen.

Der zweite Paragraph bezieht sich auf das Verfahren, welches sich anwenden läfst, wenn man es statt mit einem einfallenden Strahlenkegel mit einem einfallenden Strahlenconoid zu thun hat — ein Fall, welcher z. B. vorkommt, wenn die Strahlen ursprünglich kegelförmig divergirend durch eine sphärische Gränzfläche in den Krystall getreten sind. Während nämlich alsdann die gewöhnlich gebrochenen Strahlen noch einen Kegel bilden, sind die ungewöhnlich gebrochenen Strahlen von einer Conoidfläche des achtten Grades umgränzt.

Das Verfahren, welches angegeben wird, besteht darin, bei den betreffenden Untersuchungen an die Stelle der Conoidfläche eine Kegelfläche zu setzen, deren Kanten den Kanten derselben parallel sind, weil das, was in Bezug auf Brechung und Reflexion für den substituirten Kegel gefunden wird, nöthigenfalls leicht wieder auf das Conoid zurückbezogen werden kann. Als ein Beispiel für die Transformation ist eine einfache Linse genommen, in welcher die optische Axe senkrecht gelegen ist gegen die den Scheitel des einfallenden Strahlenkegels enthaltende Linsenaxe, und nebenbei die sehr interessante Form des gebrochenen Strahlenconoids, wenn der Eintrittskegel ein kreisförmiger ist, näher betrachtet worden.

Der dritte (letzte) Paragraph behandelt das Problem, die durch Brechung an einer Zwillingsfläche entstehenden Strahlenkegel zu finden unter der Voraussetzung, dafs der auf diese Fläche einfallende Strahlenkegel vom zweiten Grade ist und seine Axe im Hauptschnitt zu liegen hat.

Ist dabei 1) der einfallende Lichtconus im Hauptschnitt polarisirt, so ist der gewöhnlich gebrochene Kegel nur eine Fortsetzung des ersten, und es bedarf daher nur der Untersuchung desjenigen der aufserordentlichen Strahlen. In Bezug auf diesen letzteren finden sich folgende Resultate, welche gleichzeitig für den Fall Geltung haben, dafs man statt eines Zwillingskrystalls zwei beliebige in einer Ebene an einander gränzende einaxige doppeltbrechende Mittel hat.

a. Ist der einfallende Kegel schief und vom zweiten Grade, so ist der gebrochene ebenfalls schief und vom vierten Grade. (Nur wenn der einfallende Kegel gerade, und die Krystallfläche parallel oder senkrecht zur optischen Axe ist, wird der gebrochene Kegel ein gerader und bleibt dann vom zweiten Grade.)

b. Die Neigung der Axe des gebrochenen Kegels hängt sowohl von der Neigung der Axe des einfallenden als auch von der Oeffnung des letzteren im Hauptschnitt ab, und variirt folglich, sobald eines dieser beiden Elemente sich ändert.

2) Ist der einfallende Lichtkegel senkrecht gegen den Hauptschnitt polarisirt, so geschehen die Oscillationen des gebrochenen Kegels entweder im Hauptschnitt oder senkrecht darauf.

Im ersten Fall, d. h. bei der ungewöhnlichen Brechung ist

a. die Gleichung des gebrochenen Lichtkegels stets von demselben Grade wie die des einfallenden.

b. Wenn der einfallende Strahlenkegel von constanter Geschwindigkeit ist (also wenn derselbe ein gerader ist und seine Axe mit der optischen Axe zusammenfällt), so geht er in einen schiefen, elliptischen Kegel über, mithin in einen Kegel von veränderlicher Geschwindigkeit.

c. Wenn der einfallende Kegel gerade ist, geht er in einen schiefen über, dessen Neigung mit der Oeffnung variirt, welche der einfallende im Hauptschnitt hat, und zwar innerhalb des Winkels der gröfsten Brechung eines einfallenden Strahls. Uebrigens wird der gebrochene Kegel stets elliptisch, auch wenn der einfallende gerade war.

Im zweiten Fall, d. h. wenn der gebrochene Kegel im Hauptschnitte polarisirt ist, also von ordentlich gebrochenen Strahlen gebildet wird, liegt gerade der umgekehrte Fall vor gegen jenen, wo im Hauptschnitte polarisirtes Licht die aufserordentliche Brechung erleidet, und es gilt sonach der dort gefundene Satz, dafs der gebrochene Lichtkegel, den ein einfallender Kegel zweiten Grades erzeugt, im Allgemeinen vom vierten Grade ist, und seine Axe sowohl mit der Neigung der Axe des einfallenden variirt als auch bei constanter Neigung der letzteren mit der verschiedenen Oeffnung desselben im Hauptschnitte, ferner,

dafs zuweilen der gebrochene Lichtkegel vom zweiten Grade wird, wenn der einfallende vom vierten Grade war. *Rd.*

J. Grailich. Beitrag zur Theorie der gemischten Farben. Wien. Ber. XII. 783-847†, XIII. 201-284†; Z. S. f. Naturw. IV. 376-379.

Diese Abhandlung enthält einen Versuch, die Ansicht mathematisch zu begründen, dafs die Wirkung der gemischten Farben auf den Gesichtssinn auf Interferenz von Wellen ungleicher Länge beruhe.

Nach einer ausführlichen historischen Einleitung behufs der Darlegung des dermaligen Standpunktes der Frage über die Natur der Mischfarben beginnt der Verfasser mit der Betrachtung des besonderen Falles, dafs zwei Wellensysteme von gleicher Amplitude, aber ungleicher Wellenlänge auf einander wirken, unter der Voraussetzung jedoch, dafs die Wellenlängen beider zu einander in einem rationalen Verhältnifs stehen; und er geht nachher zu dem Falle über, dafs die Amplituden dasjenige Verhältnifs haben, welches die durch Flintglas gegangenen Strahlen des Sonnenlichts zu einander zeigen.

In dem ersten Falle bietet die resultirende Bewegung (wenigstens unter der Bedingung gleicher Fortpflanzungsgeschwindigkeit) völlig übereinstimmende Perioden dar, die in sich wiederum in gleich grofse Unterabtheilungen zerfallen, deren Gränzen von Knotenpunkten (gleichzeitigen Durchgängen durch die Gleichgewichtslage) gebildet werden, und deren Längen nach Analogie des Falles homogener Wellen als halbe Wellenlängen angesehen werden, so dafs mit deren Bestimmung der Ton der gemischten Farbe sich von selbst ergiebt.

Bezeichnet nämlich a die gemeinsame Amplitude der beiden Componenten, und sind deren Wellenlängen respective λ_1 und λ_2, so läfst sich der Ausschlag in ihnen beziehungsweise durch die Gleichungen

$$y_1 = a \sin \frac{2\pi}{\lambda_1}(x - n\lambda_1),$$

$$y_2 = a \sin \frac{2\pi}{\lambda_2}(x - m\lambda_2)$$

darstellen, wobei unter n und m ganze Zahlen gedacht werden dürfen, indem man nur die Abscissen (auf der Bahn der Strahlen gemessen) von einem Punkte aus zu zählen braucht, in welchem beide Componenten die Phase Null haben.

Der resultirende Ausschlag ist alsdann, wofern die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten gleich sind,

$$Y = a\left[\sin\frac{2\pi}{\lambda_1}(x - n\lambda_1) + \sin\frac{2\pi}{\lambda_2}(x - m\lambda_2)\right],$$

und es wird daher in den Knotenpunkten, d. h. da, wo $Y = 0$ ist,

$$x = \frac{\lambda_1\lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2}(m + n).$$

Der erste Knotenpunkt, entsprechend dem kleinsten Werthe von $m+n$ (d. h. dem Werthe Eins), fällt folglich bei

$$x = \frac{\lambda_1\lambda_2}{\lambda_1+\lambda_2},$$

der zweite bei

$$x = \frac{2\lambda_1\lambda_2}{\lambda_1+\lambda_2},$$

u. s. w.; und wenn man die doppelte Knotendistanz als neue Wellenlänge gelten läſst und dieselbe mit λ' bezeichnet, so hat man

$$\lambda' = 2\frac{\lambda_1\lambda_2}{\lambda_1+\lambda_2},$$

d. h. gleich dem harmonischen Mittel aus λ_1 und λ_2.

Setzt man auſser

$$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2}\right) = \frac{1}{\lambda'}$$

noch

$$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right) = \frac{1}{l},$$

so läſst sich die Formel für Y umformen in

$$Y = 2a\cos\left(\frac{2\pi x}{l} + c_1\right)\sin\left(\frac{2\pi x}{\lambda'} + c_2\right),$$

und giebt somit eine doppelte Periodicität zu erkennen.

Die Werthe des Cosinus kehren wieder, so oft x um l wächst, die des Sinus, so oft x um λ' wächst, und daher die Werthe von Y, so oft x um $l\lambda'$ wächst. Die Gesammtperiode von der Länge $l\lambda'$, welche die beiden ersten Perioden umschlieſst (von denen die erste, weil l merklich gröſser als λ' ist, die zweite bei

weitem an Länge übertrifft) nennt der Verfasser die **grofse Periode**. Der Einfachheit wegen kann man, wenn das Verhältnifs $\lambda_1 : \lambda_2$, in seinen kleinsten Zahlen ausgedrückt, gleich $\mu_1 : \mu_2$ ist, $\frac{\lambda_1}{\mu_1}$ als Längeneinheit nehmen, so dafs $\lambda_1 = \mu_1$, $\lambda_2 = \mu_2$ und die Länge der grofsen Periode gleich $\mu_1\mu_2$ wird. Nennt man dann τ_1 und τ_2 respective die Schwingungsdauer, die zu den Systemen von λ_1 und λ_2 gehört, und τ die Dauer der grofsen Periode, so wird, immer die Fortpflanzungsgeschwindigkeit als durchweg dieselbe, etwa gleich v, gedacht,

$$\tau = \frac{\mu_1\mu_2}{v} = \tau_2\mu_1 = \tau_1\mu_2 = v\tau_1\tau_2.$$

Zufolge der Formel für Y besteht eine grofse Periode, wenn $\mu_1 + \mu_2$ eine gerade Zahl ist, aus $\frac{\mu_1+\mu_2}{2}$ Perioden von der Länge λ', und wenn $\mu_1 + \mu_2$ eine ungerade Zahl ist, aus $\frac{\mu_1+\mu_2+1}{2}$ Perioden, welche mit Ausnahme der mittelsten, die gleich $\frac{1}{2}\lambda'$ wird, gleichfalls die Länge λ' haben. Der Einflufs der von dem Factor $\cos\left(\frac{2\pi x}{l} + c_1\right)$ herrührenden Periode wird wegen ihrer gröfseren Länge im Allgemeinen nur der sein, dafs die kleinen Perioden in ihrem graphischen Ansehen von der Sinusform der Perioden des homogenen Lichts abweichen, sowie unter sich unähnlich werden, dergestalt jedoch, dafs die Formen auf der ersten Hälfte der grofsen Periode sich auf der zweiten Hälfte in umgekehrter Ordnung und in entgegengesetztem Sinne wiederholen, d. h.: so dafs die Ausschläge in gleichen Entfernungen von der Mitte einander gleich und entgegengesetzt sind.

Nun denkt sich Hr. Grailich den Eindruck einer bestimmten Farbe abhängig von der Zahl der Wellenschläge, und nicht davon, dafs die Ausschläge innerhalb einer Welle genau das Sinusgesetz befolgen, so dafs die Färbung des gemischten Strahls im vorliegenden Falle mit der Farbe homogenen Lichts von der Wellenlänge λ' übereinkommt. Die Welle von halber Länge, welche, wenn $\mu_1+\mu_2$ ungerade ist, in der Mitte der grofsen Periode erscheint, kann wegen ihres vereinzelten Auftretens als nicht störend betrachtet werden.

Hiernach sind nun beispielsweise die resultirenden Wellenlängen für 21 Paare homogener Farben berechnet und in einer ersten Tabelle zusammengestellt, aus welcher hervorgeht, daſs die Resultate nur da merklich von den Ergebnissen der Versuche von Helmholtz abweichen, wo die Componenten im Spectrum weit von einander abstehen. So z. B. findet sich für die Mischfarbe von Roth und Violett Grün statt Dunkelpurpurroth, für die Mischfarbe von Blau und Roth Grüngelb statt Rosenroth u. s. w. Diese Abweichungen werden indeſs daraus erklärt, daſs bei Helmholtz die Componenten ungleiche Amplituden hatten; und in der That werden auch die Differenzen mehr verwischt, wenn, wie weiterhin geschehen wird, die Amplitudenverhältnisse entsprechend geändert werden.

Neben dem Farbenton ist als zweites Element die Intensität der Mischfarbe von Interesse. Behufs der Bestimmung derselben nimmt der Verfasser als Grundlage die Annahme, daſs sich selbige durch die Summe der lebendigen Kräfte innerhalb einer bestimmten geeigneten Zeit darstelle. Bei den Mischfarben nimmt er wegen der Ungleichheit in den Intensitäten der die groſse Periode bildenden Partialwellen die Dauer der groſsen Periode als maaſsgebend, und er muſste daher zur Vergleichung mit den Componenten, bei diesen denselben Zeitraum zum Grunde legen.

Es wird demnach, wenn i_1, i_2, J die Intensitäten in den beiden Componenten und in der Mischfarbe bedeuten, wegen

$$\int_0^{\tau_1}\left(\frac{dy_1}{dt}\right)^2 dt = 2\pi^2\frac{a^2}{\tau_1}, \qquad \int_0^{\tau_2}\left(\frac{dy_2}{dt}\right)^2 dt = 2\pi^2\frac{a^2}{\tau_2}$$

und wegen $\tau = v\tau_1\tau_2$

$$i_1 = \frac{2\pi^2 a^2 v\tau_2}{\tau_1}, \qquad i_2 = \frac{2\pi^2 a^2 v\tau_1}{\tau_2},$$

$$J = \int_0^{\tau}\left(\frac{dY}{dt}\right)^2 dt = \int_0^{v\tau_1\tau_2}\left(\frac{dY}{dt}\right)^2 dt = 2\pi^2 a^2 v\left(\frac{\tau_2}{\tau_1}+\frac{\tau_1}{\tau_2}\right),$$

folglich

$$J = i_1 + i_2,$$

d. h. die Intensität der Mischfarbe wird gleich der Summe der Intensitäten der Componenten.

Zur Gewährung einer Uebersicht über die Ungleichheiten in

der Stärke der Partialwellen der grofsen Periode liefert schliefslich der Verfasser in einer zweiten Tabelle die gröfsten Ausschläge der Partialwellen in den grofsen Perioden der oben gedachten 21 Mischfarben.

Um nun den zweiten Fall, welcher sich auf Mischung homogener Farben von ungleicher Amplitude nach den Verhältnissen der Elemente des Sonnenlichts bezieht, der Rechnung zu unterwerfen, bestimmt Hr. Grailich zuvörderst die Amplitudenverhältnisse der Hauptfarben auf Grundlage der Fraunhofer'schen Messungen der Intensität der Spectrumfarben, und zwar wie folgt.

Sind für die Fraunhofer'schen Farben a_1, a_2, a_3, ... die Amplituden, λ_1, λ_2, λ_3, ... die Wellenlängen, i_1, i_2, i_3, ... die Intensitäten, bezogen auf die Dauer ihrer eigenen einfachen Periode, so hat man dem Obigen nach

$$i_1 = 2\pi^2 \frac{a_1^2}{\tau_1} = \frac{2\pi^2}{v} \frac{a_1^2}{\lambda_1}, \quad i_2 = \frac{2\pi^2}{v} \frac{a_2^2}{\lambda_2} \text{ etc.,}$$

mithin

$$i_1 : i_2 : i_3 : \ldots\ldots = \frac{a_1^2}{\lambda_1} : \frac{a_2^2}{\lambda_2} : \frac{a_3^2}{\lambda_3} : \ldots\ldots,$$

und folglich, wenn man die Intensität für das Maximum im Gelb, welchem die Wellenlänge 570 (in $\frac{1}{100\,000000}$ Millimetern) entspricht, zur Einheit nimmt,

$$a_1 = \frac{i_1 \lambda_1}{570}, \quad a_2 = \frac{i_2 \lambda_2}{570}, \quad a_3 = \frac{i_3 \lambda_3}{570}, \text{ etc.,}$$

was unter Benutzung der Fraunhofer'schen Angaben für i_1, i_2, i_3, ... folgende Zahlen ergiebt.

	Wellenlänge	Intensität	Amplitude
H	396,3	0,0056	0,0629
G	429,6	0,031	0,1528
F	485,6	0,17	0,3811
E	526,5	0,48	0,6658
Max	570,0	1	1
D	588,8	0,64	0,8131
C	655,6	0,094	0,3288
B	687,8	0,032	0,1965

Hinsichtlich der Intensität J der Mischung beliebig vieler homogener Strahlen von ungleicher Amplitude, wenn selbige durch die Gleichungen

$$y_1 = a_1 \sin 2\pi\left(\frac{t}{\tau_1} - c_1\right),\quad y_2 = a_2 \sin 2\pi\left(\frac{t}{\tau_2} - c_2\right), \ldots$$

$$y_n = a_n \sin 2\pi\left(\frac{t}{\tau_n} - c_n\right)$$

gegeben sind, erhält man dann ferner,

$$y_1 + y_2 + \ldots + y_n = Y$$

setzend,

$$J = \int_0^\tau \left(\frac{dY}{dt}\right)^2 dt,$$

während man $\tau = v^{n-1}\tau_1\tau_2\tau_3 \ldots \tau_n$ hat.

Die Integration, bei der man mit Vortheil die Längeneinheit und den Anfang der Coordinaten so denkt, dafs $c_1, c_2, \ldots . c_n$ ganze Zahlen werden, führt wiederum auf

$$J = i_1 + i_2 + i_3 + \ldots . + i_n.$$

Diese Formel giebt unter andern den Weg an, das Verhältnifs der Intensität des vollständigen weifsen Sonnenlichts zu der des hellsten Gelb zu berechnen. Legt man nämlich ein rechtwinkliges Axensystem zum Grunde, und nimmt zu Abscissen die Wellenlängen, zu zweiten Ordinaten die Amplituden, und zu dritten Ordinaten die zugehörigen Intensitäten der sämmtlichen Spectralfarben, so würde der Flächeninhalt der von den dritten Ordinaten gebildeten Cylinderfläche die Intensität des weifsen Sonnenlichts darstellen. Man hätte es also mit der Integration der Function

$$z ds = 2\pi^2 \frac{y_2}{x} ds$$

zu thun, wo $ds^2 = dx^2 + dy^2$. Die Ausführung würde aber voraussetzen, dafs man die Abhängigkeit der Amplitude y von der Wellenlänge x kennte. Hr. Grailich theilte behufs angenäherter Bestimmung das Integral in Partieen, die je drei Fraunhofer'sche Linien umfassen, und supponirte für diese Partieen die Relation $y = A + Bx + Cx^2$, die Constanten A, B, C jedesmal aus den zusammengehörigen Werthen von y und x für jene drei Linien entnehmend.

Wir übergehen die weiteren Ausführungen, nur bemerkend, dafs durch dieselbe Interpolation die Amplituden der übrigen in der ersten Tabelle vorkommenden Farbenstrahlen ergänzt worden sind, und schreiten sofort zu dem besonderen Fall, dafs sich nur

zwei homogene Strahlen verschiedener Wellenlänge und von dem betrachteten Amplitudenverhältnifs mischen.

Der Ausschlag Y für das interferirte Licht ist in diesem Falle, wenn man

$$\frac{2\pi}{\lambda_1} = k_1, \qquad \frac{2\pi}{\lambda_2} = k_2$$

setzt, und die Constanten c_1 und c_2 wie oben bestimmt denkt,

$$Y = a_1 \sin k_1 x + a_2 \sin k_2 x.$$

Weil die Werthe von Y hiernach sich genau wiederholen, so oft x um $\lambda_1 \lambda_2$ wächst, so hat man wiederum eine grofse Periode von der Länge $\lambda_1 \lambda_2$, welche sich in mehr oder weniger kleinere Abschnitte theilt durch eine Anzahl Knotenpunkte, entsprechend denjenigen zwischen $x = 0$ und $x = \lambda_1 \lambda_2$ liegenden Werthen von x, für welche Y verschwindet. Die durch diese Knotenpunkte begränzten Halbwellen werden jedoch im jetzigen Falle nicht mehr einander gleich, und repräsentiren daher eine Reihe auf einander folgender mehr oder weniger von einander verschiedener Farben, die aber wegen ihrer schnellen Aufeinanderfolge nicht einzeln nach einander empfunden, sondern zu einem Gesammteindruck verschmolzen werden.

Da die Gleichung $Y = 0$ transcendent und einer directen Auflösung unfähig ist, so hat der Verfasser auf einem Näherungswege für die 21 Farbenpaare der ersten Tabelle die Länge der Knotendistanzen (Halbwellen) in den grofsen Perioden berechnet, und so eine Uebersicht der Farbenfolgen in diesen Perioden geliefert. Bei der Betrachtung der die Resultate enthaltenden Tabellen stellt sich vornehmlich Folgendes heraus.

Die Wellenlängen fallen zu Anfang und zu Ende einer grofsen Periode nahe mit dem arithmetischen Mittel der Wellenlängen der Componenten zusammen, und ändern sich beim Fortschritt nach der Mitte zu um so langsamer, je näher an einander die Componenten im Spectrum liegen. Nimmt die gegenseitige Entfernung der letzteren im Spectrum zu, so werden die grofsen Perioden entweder kürzer oder sie zerfallen in kürzere rhythmische Unterabtheilungen, die von einander so wenig abweichen, dafs man von ihnen voraussetzen kann, dafs sie einerlei Empfindung anregen.

In den einfachen grofsen Perioden, sowie in den Unter-

abtheilungen der aus ähnlichen Abschnitten zusammengesetzten grofsen Perioden nähern sich die Längen der nach der Mitte zu liegenden Halbwellen mehr der halben Wellenlänge derjenigen Componente, welche die gröfsere Amplitude hat, und überschreiten dieselbe oft in rascher Zunahme. So beginnt z. B. die Periode der Verbindung von Gelb und Grün mit Gelblichgrün, behält diese Nüance eine Strecke bei, erreicht allmälig das Gelb, und geht dann in raschen Sprüngen zum Roth hinauf, während die Periode der Verbindung von Gelb und Orange Anfangs aus gelblichorangen Tönen besteht, allmälig in Gelb übergeht und dann in schneller Abnahme bis ins Blaugrüne hinabsteigt. Bei entfernteren Farben stöfst man in der Mitte der Unterperioden sogar auf Particularwellen, deren Ausdehnung über das Maafs der Wellenlängen des sichtbaren Spectrums weit hinausgeht.

Es läfst sich voraussetzen, dafs in dem Gesammteindruck der Particularwellen einer grofsen Periode diejenige Farbe oder diejenigen Farben vorwalten werden, welche den stärksten Lichtreiz hervorbringen. Der Lichtreiz ist aber nach des Verfassers Ansicht um so stärker, je weiter und je dauernder die empfindenden Netzhautelemente durch die Schwingungen aus ihrer Ruhelage entfernt gehalten werden, also einmal je gröfser die Ausschläge, und zweitens je gröfser die Wellenlängen sind, so dafs das Gewicht jeder der Particularfarben sich messen läfst durch die Fläche, welche die Wellenlinie zwischen zwei auf einander folgenden Knotenpunkten mit der Abscissenaxe einschliefst, oder, wenn man sich wegen der Schwierigkeit der Bestimmung dieser Fläche mit einer Näherung begnügt, durch das Product der Wellenlänge in den gröfsten Ausschlag.

Um einen Anhaltspunkt für die Beurtheilung des Effects zu gewinnen, wurden daher die Maxima der Ausschläge in den Particularhalbwellen der mehrerwähnten 21 Farbencombinationen in Tabellen zusammengestellt.

Ferner wurden in weiteren Tabellen Näherungswerthe für die Intensitäten derselben Halbwellen aufgenommen. Diese Näherungswerthe wurden dadurch erhalten, dafs man für die Wellenlinie eine Sinuslinie von gleich grofsem Maximalausschlag substituirte, also dafs man sie direct proportional dem Maximal-

ausschlag und umgekehrt proportional der Wellenlänge annahm. Es bleibt indefs dabei wohl zu beachten, dafs die Intensität (Erleuchtungsstärke) von der Gröfse des Lichtreizes (Lebhaftigkeit der Farbe) zu trennen ist. Dafs letzterer bei gleicher Amplitude mit zunehmender Wellenlänge wächst, während die Intensität mit zunehmender Wellenlänge abnimmt, ist eine Annahme, welche durch die Erfahrung unterstützt wird, dafs das rothe und nächstdem das orange Licht das Auge stärker reizt als das intensivere Gelb des Spectrums, während andererseits das Blau und Violett das Auge zu beruhigen geeignet ist.

Aus der Vergleichung der in den Tabellen sich darstellenden Verhältnisse mit den Helmholtz'schen Versuchen (wobei indefs zu bemerken ist, dafs dem Verfasser nur die ersten, unvollständigeren Beobachtungen von Helmholtz vorlagen) werden schliefslich folgende Schlüsse gezogen.

Eine Mischfarbe erscheint fahl, wenn die gelben und benachbarten Elemente vorherrschen; und insbesondere nimmt sie einen weifslichen Ton an, wenn Eindrücke der mittleren Töne des Spectrums vom Gelblichen bis zum Orange rasch auf einander folgen. Im Gegensatze dazu nehmen die Mischungen aus Farben, die im Spectrum weit aus einander liegen, dadurch, dafs sie, wie ein Blick auf die Tabellen zeigt, nur wenige und schwache gelbe Elemente enthalten, eine lebendigere, entschiedenere Farbe an. Bei Componenten ferner, welche im Spectrum nicht sehr weit von einander entfernt stehen, liegt die Mischfarbe nach der Erfahrung in der Mitte zwischen den homogenen Grundfarben, und in der That herrschen in den Particularwellen die Rhythmen der mittleren Töne vor; und dabei erscheint die Mischung um so reiner, je näher die Amplituden beider Strahlen einander gleich werden. Da aber den Tabellen zufolge niemals ein Element allein vorwaltet, und die Maxima und Minima in den Rhythmen bei einigermafsen erheblich verschieden gefärbten Componenten rasch auf einander folgen, so erscheint der Mischton nie völlig mit einer homogenen Farbe des Spectrums übereinstimmend, sondern stets minder gesättigt. Endlich läfst sich bemerken, dafs die Uebereinstimmung zwischen den Helmholtz'schen Angaben und den aus den Particularwellen erschlossenen Farben durchgängig

vollkommner werden würde, wenn man die Intensitäten in dem blauen Theile des Spectrums etwas gröfser annähme, als sie von Fraunhofer gefunden worden sind; und daraus schliefst der Verfasser, dafs die geringere Lebhaftigkeit (der geringere Lichtreiz) der blauen Farben auf das Urtheil Fraunhofer's über die Lichtstärke eingewirkt haben möchte. Hiermit in Zusammenhang bringt er auch die von ihm und Dove gemachte Erfahrung, dafs bei zunehmender Dämmerung die rothfarbigen Gegenstände früher der Wahrnehmung sich entziehen als die blauen, indem nämlich, bei der Annahme gleicher Amplituden des Roth und Blau des Sonnenlichts, wegen der längeren Wellen jenes trotz der gröfseren Lebhaftigkeit eine geringere Intensität haben würde.

Der erheblichste Einwand, den man gegen die hier aus einander gesetzte Theorie machen kann, dürfte der sein, dafs für alle Farben die Fortpflanzungsgeschwindigkeit als constant vorausgesetzt worden ist. Hr. Grailich wollte diesen Einwand dadurch entkräften, dafs er zu zeigen suchte, dafs die Incongruenzen in Folge der aufserordentlich schwachen Dispersion der Luft nur sehr langsam (d. h. erst nach einer grofsen Reihe von Perioden) sich geltend machen könnten, und dafs weder die Länge der grofsen Periode noch der Rhythmus der über sie vertheilten Bewegungen dabei beeinträchtigt würde. Allein das Letzte mufs eben geleugnet werden. Es würde aber jener Einwand von selber fortfallen, wenn in der ganzen Exposition die Farbe nicht als eine Function der Wellenlänge, sondern als eine Function der Undulationsdauer aufgefafst worden wäre. Es handelt sich nämlich bei den Gesichtseindrücken nur um die gleichzeitigen Bewegungen an einer festen räumlichen Stelle, nämlich an dem Orte des empfindenden Netzhauttheilchens. Die Phase mufste also als eine Function der Zeit betrachtet werden, und dabei hätte sich bei der Mischung zweier homogenen Wellen eine grofse Periode von der Dauer $\tau_1 \tau_2$ ergeben. Die Schlufsfolgerungen würden im Allgemeinen dieselben geblieben und die gröfsten Ausschläge den auf der obigen Grundlage berechneten um so näher gekommen sein, je geringer die Dispersion ist. *Rd.*

Der Schlufs dieses Capitels folgt zu Ende des Abschnittes Optik.

15. Lichtentwicklung und Phosphorescenz.

Literatur.

HOTSTEIN. Eine interessante Lichtentwicklung bei der Krystallisation des chlorsauren Baryts. Arch. d. Pharm. (2) LXXVIII. 137-137.

J. F. HELLER. Ueber das Leuchten des faulen (verwesten) Holzes. FECHNER C. Bl. 1854. p. 201-205; HELLER Arch. f. physiol. Chem. 1853. No. 2. p. 47.

— — Ueber das Leuchten lebender Pflanzen und Pflanzentheile. FECHNER C. Bl. 1854. p. 205-209; HELLER Arch. f. physiol. Chem. 1853. p. 81.

— — Anwendung phosphorescirender todter Seefische zur Beleuchtung. FECHNER C. Bl. 1854. p. 357-358; HELLER Arch. f. physiol. Chem. 1853. No. 4. p. 124-125.

---

16. Spiegelung und Brechung des Lichtes.

S. HAUGHTON. On some new laws of reflexion of polarized light. Phil. Mag. (4) VIII. 507-520†; Ann. d. chim. (3) XLIV. 66-69.

Die Versuche des Hrn. HAUGHTON schließen sich den bekannten Versuchen JAMIN's über die Reflexion des Lichtes an der Oberfläche durchsichtiger Körper an (Berl. Ber. 1850, 51. p. 285†). Es war durch diese gezeigt worden, daß geradlinig polarisirtes Licht durch die Reflexion im Allgemeinen elliptisch polarisirt wird; der Verfasser beobachtete nun die Lage der großen Axe der von den Aethertheilen beschriebenen Ellipse und ihr Verhältniß zur kleinen bei verschiedenen Incidenzen und Azimuthen des einfallenden Strahles, und wurde dadurch auf die folgenden Gesetze geführt.

1) Fällt ein geradlinig polarisirter Strahl auf einen durchsichtigen reflectirenden Körper, und wächst der Einfallswinkel von 0° bis 90°, so nimmt das Axenverhältnifs des elliptisch polarisirten Strahles Anfangs ab, und zwar von dem Werthe Unendlich bis zu einem gewissen Minimum, welches bei der Hauptincidenz erreicht wird, und wächst dann wieder bis zu dem Werthe Unendlich bei der Incidenz 90°.

2) Jenes Minimum selbst nimmt bis zum Werthe Eins ab, wenn das Azimuth des einfallenden Strahles sich einem bestimmten Werthe nähert, den Hr. HAUGHTON die Kreisgränze nennt.

3) Wenn das Azimuth des einfallenden Strahles die Kreisgränze erreicht hat, so ist der reflectirte Strahl circular polarisirt.

4) Wenn das Azimuth des einfallenden Strahles die Kreisgränze überschreitet, so nimmt das Minimum des Axenverhältnisses wieder zu.

5) Wenn bei einem constanten und unter der Kreisgränze liegenden Azimuth die Incidenzen variiren von 0° bis 90°, so dreht sich die grofse Axe der Ellipse, welche die Form des reflectirten Strahles bestimmt, stets nach derselben Richtung, und zwar liegt sie bei der Hauptincidenz in der Einfallsebene, und bildet mit dieser Lage bei den Incidenzen 0° und 90° Winkel, die unter sich und mit dem Azimuth gleich sind.

6) Bei einem constanten und über der Kreisgränze liegenden Azimuth bewegt sich die grofse Axe Anfangs der Einfallsebene zu, kehrt dann um, und steht bei der Hauptincidenz senkrecht dagegen; sie dreht sich dann in dieser Richtung weiter, bis sie wieder umkehrt, und bei der Incidenz 90° eine solche Lage erreicht, dafs die Winkel der Axen, welche den Incidenzen 0° und 90° entsprechen, von der der Hauptincidenz entsprechenden Axe halbirt werden.

Diese Gesetze liefsen sich nach den CAUCHY'schen Formeln erwarten.

Der benutzte Apparat stimmt mit dem JAMIN'schen überein; der reflectirende Körper war ein Münchener Glasrhombus, der für Lichtstrahlen, die dem äufsersten Roth nahe liegen, den Brechungsindex 1,6229 hätte, die Lichtquelle entweder Lampenlicht,

oder rothes Sonnenlicht. Die Beobachtungen sind vollständig mitgetheilt. *Bt.*

F. Arago. Réfracteur interférentiel. Cosmos IV. 7-12†, 180-185†.

Wenn zwei Strahlenbündel, die von derselben Lichtquelle stammen, sich nach Zurücklegung gleicher Wege treffen, so geben sie zur Entstehung von Fransen Veranlassung, von denen die mittlere sich durch ihre Helligkeit auszeichnet. Wird in den Weg des einen Bündels ein stärker oder schwächer brechendes Medium eingeschaltet, so verschiebt sich die Mitte des Fransensystems, und aus der Gröfse dieser Verschiebung und der Dicke des eingeschobenen Mediums läfst sich der Brechungsindex des letztern berechnen. Zur Anwendung dieser schon früher von Hrn. Arago angegebenen Methode auf die Bestimmung des Brechungsindex der Gase hat derselbe ein Instrument von Soleil construiren lassen, welchem Moigno den Namen eines Interferenzrefractors giebt.

Die Lichtquelle ist eine Moderateurlampe, vor welche ein Schirm mit variabelem Spalt gesetzt wird. Durch diesen Spalt fallen die Strahlen so auf eine Linse, dafs sie aus derselben nahezu parallel austreten. Zwei viereckige, ihrer Länge nach neben einander liegende Röhren von Kupfer sind an ihren Enden durch gemeinsame Glasplatten verschlossen und stehen der Linse so gegenüber, dafs die von der Linse kommenden Lichtstrahlen sich in zwei Bündel theilen müssen, deren jedes eine der Röhren durchläuft; sie treten durch einen Spalt von ein Millimeter Oeffnung wieder aus und treten in ein Fernrohr, welches im Brennpunkt des Oculars einen senkrecht ausgespannten Faden trägt. Mit diesem würde nun die mittlere Franse sich decken, wenn die Wege beider Strahlenbündel durchaus gleich wären. Werden nun aber die beiden Röhren (mittelst passend angebrachter Pumpen) mit verschiedenen Gasen gefüllt, so verschiebt sich die Mitte nach der Seite des stärker brechenden Mediums. Diese Verschiebung müfste gemessen werden. Statt dessen wird nun aber zwischen das Fernrohr und die beiden Röhren noch eine Vorrichtung eingeschoben, welche gestattet, die Mitte des Fransensystems

wieder mit dem Faden zur Deckung zu bringen. Dieser „Compensator" besteht in zwei gleich dicken, senkrechten Glasplatten, die mit einer senkrechten Kante zusammenstofsen, und jede für sich um diese Kante gedreht werden können. Das eine Strahlenbündel mufs dann durch die eine, das andere durch die andere Platte gehen, bevor es ins Fernrohr eintritt. Der Weg durch die Glasplatte wächst mit dem Einfallswinkel; der vorauseilende Strahl kann also durch passende Drehung einer Glasplatte wieder verzögert werden. Es versteht sich, dafs die Winkel, unter welchen die Strahlen auf die Glasplatte fallen, an einem getheilten, horizontalen Kreise abgelesen werden können.

Moigno verspricht zwar Beobachtungen mitzutheilen, die mit diesem Instrument angestellt worden sind; in den vorliegenden Stellen des Cosmos finden sich aber noch keine. *Bt.*

F. Bernard. Mémoire sur la détermination des indices de réfraction. C. R. XXXIX. 27-29†, 373-374†; Cosmos V. 13-13, 54-56, 254-255; Inst. 1854. p. 245-246, p. 299-299; Athen. 1854. p. 1175-1175; Pogg. Ann. XCVII. 141-144; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 2-4.

Hr. Bernard mifst, um den Brechungsindex planparalleler Platten zu bestimmen, die seitliche Verschiebung, welche das Bild eines Gegenstandes erfährt, wenn man zwischen Gegenstand und Auge eine Platte so hält, dafs die Lichtstrahlen schief auf sie fallen.

Er giebt für diesen Zweck ein Instrument von folgender Einrichtung an. Längs eines kupfernen Lineals lassen sich ein Fernrohr, ein horizontaler getheilter Kreis und eine Röhre verschieben, welche die Mire, einen senkrecht ausgespannten feinen Faden, enthält. Die Lichtstrahlen treten durch ein enges Diaphragma in die Röhre, gehen durch eine Linse von kurzer Brennweite, und beleuchten den Faden. Der horizontale Kreis trägt in seinem Centrum einen mittelst der Alhidade drehbaren Halter, an dem die zu untersuchende Platte senkrecht befestigt wird. Indem man nun durch Fernrohr und Platte auf die Mire sieht, wird deren Bild sich mit dem im Brennpunkt des Oculars aus-

gespannten Faden decken, wenn die Platte normal gegen die Axe des Fernrohrs steht. Dreht man dann die Alhidade um den Winkel α, so kommt diese Deckung wieder zu Stande, wenn man das Fernrohr senkrecht gegen seine Axe verschiebt. Dies geschieht mittelst einer Mikrometerschraube, welche den Betrag der Verschiebung zu messen gestattet. Ist dieselbe $= d$, und die Dicke der Platte e, so findet man durch bekannte Rechnungen den Brechungsindex

$$n = \sin\alpha \sqrt{\left[1 + \left(\frac{e \cos\alpha}{e \sin\alpha - d}\right)^2\right]}.$$

Bt.

E. Reusch. Ueber die Brechung des Lichts in Prismen mit Rücksicht auf mehrere innere Reflexionen. Pogg. Ann. XCIII. 125-129†.

Der Verfasser untersucht die Richtungen, in welchen man die verschiedenen Bilder eines leuchtenden Punkts sehen kann, den man durch ein gleichseitiges, oder ein rechtwinklig gleichschenkliges Prisma betrachtet. In beiden Fällen müssen sich gewisse Bilder decken, wenn die Prismen richtig geschliffen sind; die Beobachtung dieser Bilder liefert also ein Mittel, um die Winkel des Prismas zu prüfen. Auszugsweise und ohne Figuren läfst sich die Abhandlung nicht wiedergeben. *Bt.*

R. Edmonds jun. On the apparent visibility of stars through the moon immediately before their occultation. Edinb J. LVI. 137-138†.

Kurz bevor ein Stern von der Mondscheibe völlig bedeckt wird, erscheint es manchen Beobachtern, als sähen sie ihn durch den Rand der Mondscheibe; andere haben dies nicht bemerkt. Der Verfasser giebt davon eine annehmbar scheinende Erklärung. Ist nämlich das Fernrohr auf den Stern eingestellt, so erhält man vom Monde ein undeutliches, aber vergröfsertes Bild auf der Netzhaut, und in diesem Bilde liegt das Bild des Sterns. Ist dagegen das Fernrohr auf den Mond eingestellt, so fällt diese Täuschung fort. *Bt.*

---

17. Interferenz des Lichtes.

A. Poppe. Beobachtung eines schönen Interferenz- und Farbenphänomens beim Durchgang eines Sonnenstrahls durch eine feine mit Wasser oder Oel gefüllte Oeffnung. Jahresber. d. Frankfurt. Ver. 1853-1854. p. 36-40†; Z. S. f. Naturw. V. 322-323; Pogg. Ann. XCV. 481-483; Z. S. f. Math. 1856. 1. p. 60-61.

Hr. Poppe macht in einem Stanniolblatt drei $\frac{1}{2}^{mm}$ lange Einschnitte, die, von demselben Punkt ausgehend, einen Winkel von 120° mit einander einschliefsen. Die drei kleinen Lappen biegt er etwas um, so dafs sie noch nicht senkrecht gegen die Ebene des Blattes stehen. Die Oeffnung wird mit einem Tropfen Wasser oder Oel (welches langsamer verdunstet) gefüllt, und dann sieht man durch sie hindurch auf einen leuchtenden Punkt. Man erblickt eine Interferenzfigur, welche mit der stufenweisen Abnahme des Tröpfchens in eine Reihe regelmäfsiger Phasen von prachtvollem Farbenwechsel übergeht. In der Mitte des Sehfeldes bemerkt man auf lichtgrauem Grunde drei Systeme hyperbelähnlicher Curven aus vollkommen schwarzen Streifen, welche durch helle, ungefähr doppelt so breite Zwischenräume getrennt sind. Die imaginären Axen der drei Systeme stofsen unter Winkeln von 120° in einen Punkt zusammen. Die drei Lappen der Oeffnung bilden nämlich auf dem Tropfen drei dachartige Erhebungen, so dafs der Tropfen ähnlich wirkt wie ein Pouillet'sches Interferenzprisma. Analoge Erscheinungen treten natürlich ein, wenn man statt drei der beschriebenen Einschnitte vier oder mehr bildet.

Bt.

W. Haidinger. Die Interferenzlinien am Glimmer. Berührungsringe und Plattenringe. Wien. Ber. XIV. 295-308; Cosmos V. 690-691; Inst. 1855. p. 47-47; Pogg. Ann. XCVI. 453-468.

Der Aufsatz enthält Bemerkungen, welche eine frühere Notiz des Verfassers ergänzen sollen (Berl. Ber. 1849. p. 162). Zunächst wird eine einfache Methode angegeben, um die „Platten-

ringe", welche durch die Interferenz der an der vordern und hintern Fläche des Glimmerblattes reflectirten Strahlen entstehen, zu beobachten. Man klebt an das Glimmerblatt eine Glastafel unter einem Winkel von 45°; die nahezu horizontalen Lichtstrahlen einer mit Kochsalz eingeriebenen Spiritusflamme fallen auf die Glasplatte unter 45°, und von da senkrecht auf das Glimmerblatt, und treten, nach der Reflexion an der vorderen oder hinteren Fläche, interferirend, durch die Glasplatte ins Auge. Das Auge ist dann der Scheitel eines Kegels, in welchem die interferirenden Strahlenpaare zusammenlaufen, und zwar haben alle Strahlen, welche den gleichen Winkel mit dem Loth vom Auge auf die Glimmerplatte bilden, auch einen gleichen Gangunterschied; das Auge wird also helle und dunkle Kreise sehen, deren Mittelpunkt der Fufspunkt jenes Lothes ist. Ist e die Dicke der Platte, θ der Brechungswinkel der Strahlen, so ist $2e \cos \theta$ der Gangunterschied zweier interferirender Strahlen; dieser Gangunterschied variirt mit verschiedenem Einfallswinkel immer schneller, die Ringe sind also um den Mittelpunkt herum breiter und werden sodann immer schmaler.

Durch Transmission sieht man die Ringe, wenn man durch das Glimmerblatt auf die Lichtflamme sieht, aber natürlich schwächer.

Der Verfasser hebt sodann den Unterschied dieser Interferenzerscheinung von der der NEWTON'schen Ringe hervor und erinnert an die grofse Anzahl der zu sehenden Ringe.

Ferner bemerkt er, dafs es „Plattenringe" sind, die man an den dünnen parallel den Rhomboëderflächen $\frac{1}{2}R'$ zwillingsartig im Kalkspath eingewachsenen Krystallplatten sieht.

Endlich macht er darauf aufmerksam, dafs diese Interferenzerscheinung dadurch vor den übrigen charakterisirt sei, dafs sie nicht durch ein begränztes Strahlenbündel, sondern durch eine breite Lichtfläche bewirkt wird. STOKES hatte kurz vorher (Wien. Ber. XII. 671) behauptet, dafs eine solche Interferenzerscheinung nicht bekannt sei. *Bt.*

18. Spectrum. Absorption des Lichtes. Objective Farben.

Stokes. Aenderung der Brechbarkeit des Lichtes. Liebig Ann. XCII. 213-221. Siehe Berl. Ber. 1852. p. 231.

O. N. Rood. On the exhibition of the fixed lines of the solar spectrum with ordinary flint glass prisms. Silliman J. (2) XVII. 429-430†.

Der Verfasser hat Beobachtungen mit den Flintglasprismen eines Candelabers gemacht, und gefunden, dafs selbst diese noch einige der festen Linien des Spectrums erkennen lassen. *Bt.*

D. Alter. On certain physical properties of light produced by the combustion of different metals in the electric spark, refracted by a prism. Silliman J. (2) XVIII. 55-57†; Inst. 1855. p. 303-304.

Beobachtungen über die Spectren der elektrischen Funken, die mit denen Ångström's übereinstimmen (Berl. Ber. 1853. p. 251†). *Bt.*

Heusser. Ueber die Fraunhofer'schen Linien. Pogg. Ann. XCI. 319-320†; Inst. 1854. p. 148-148; Z. S. f. Naturw. III. 203-203; Mitth. d. naturf. Ges. in Zürich III. 360-361.

Hr. Heusser hat eine Vermuthung von Merz (Berl. Ber. 1852. p. 246†, nicht Broch, welchem sie der Verfasser zuschreibt, während sie sich in dessen Aufsatz Pogg. Ann. Erg. III. 311† nicht findet) geprüft, wonach die Fraunhofer'schen Linien sich mit dem Beobachtungsort ändern sollten. Hr. Heusser hat nun im Herbst des Jahres 1853 das Sonnenspectrum zu St. Moritz im Ober-Engadin 5500′ über dem Meere mit demselben Flintglasprisma beobachtet, dessen er sich in Berlin bedient hatte; die

FRAUNHOFER'schen Linien traten aber, so weit er sie mit dem Auge ohne Messung beurtheilen konnte, genau ebenso auf, wie er sie in Berlin gesehen hatte. *Bt.*

J. LIEBIG. Ueber die Wirkung des Braunsteins als Entfärbungsmittel des Glases. LIEBIG Ann. XC. 112-114†; Polyt. C. Bl. 1854. p. 1148-1149; Chem. C. Bl. 1854. p. 655-656; ERDMANN J. LXII. 314-315; DINGLER J. CXXXII. 376-377; Jahresber. d. Frankf. Ver. 1853-1854. p. 27-27; Arch. d. Pharm. (2) LXXXIII. 175-175.

Zu Glassätzen, welche ein grünes, durch Eisenoxydul gefärbtes Glas liefern, setzt man Braunstein als Entfärbungsmittel. Wie die Entfärbung vor sich geht, ist unklar; denn gegen die gewöhnliche Ansicht, dafs der Braunstein das Eisenoxydul in Oxyd verwandle, welches dem Glase eine viel schwächere, blafsgelbe Farbe ertheile, wendet Hr. LIEBIG ein, dafs das Glas dann eine gelbe Färbung zeigen müfste, was sehr selten der Fall ist. Dem Verfasser ist es wahrscheinlich, dafs das Mangan des Braunsteins als Oxydul dem Glase eine (rothe) Farbe ertheile, welche sich mit der grünen vom Eisen herrührenden zu Weifs ergänze. Zur Unterstützung dieser Erklärung führt der Verfasser an, dafs man durch Mischung einer concentrirten Lösung von schwefelsaurem Manganoxydul mit einer Lösung von Eisenchlorür oder schwefelsaurem Oxydul eine ganz farblose Mischung erhalten könne.

Es ist dies eine neue Modification des MAUMENÉ'schen Versuchs (s. Berl. Ber. 1850, 51. p. 415†). *Bt.*

R. WAGNER. Notiz über MAUMENÉ's Versuch, die Zusammensetzung complementärer Farben zu Weifs betreffend. ERDMANN J. LXI. 129-130†; FECHNER C. Bl. 1854. p. 319-320; Chem. C. Bl. 1854. p. 368-368; Z. S. f. Naturw. III. 203-203.

Hr. WAGNER hat bei der Wiederholung des MAUMENÉ'schen Versuches gefunden, dafs gleiche Aequivalente Kobalt und Nickel nothwendig sind, um in ihren Verbindungen ihre rothen und grünen Farben zu Weifs zu ergänzen. *Bt.*

E. Becquerel. Réclamation de priorité. Cosmos IV. 509-510†.

Hr. Becquerel bemerkt, dafs er schon in den Jahren 1842 und 1843 (Ann. d. chim. (3) IX. 320) eine der Thatsachen beobachtet habe, welche der Ausgangspunkt der Stokes'schen Entdeckungen über die Fluorescenz gewesen sind. Wenn nämlich das Sonnenspectrum auf Papier fiel, auf welchem eine phosphorescirende Substanz, z. B. Schwefelcalcium ausgebreitet war, so sah Hr. Becquerel auf dem Papier die festen Linien im ultravioletten Theil des Spectrums. *Bt.*

W. Eisenlohr. Ueber die Wirkung des violetten und ultravioletten unsichtbaren Lichtes. Pogg. Ann. XCIII. 623-626†; Cosmos VI. 97-98; Phil. Mag. (4) IX. 114-115; Liebig Ann. XCII. 216-216; Arch. d. sc. phys. XXVIII. 232-232; Z. S. f. Naturw. V. 145-146.

Obgleich schon Stokes (Berl. Ber. 1852. p. 244†) auf den grofsen Reichthum, welchen das elektrische Licht an „wirksamen" Strahlen besitzt, aufmerksam gemacht hat, so hat doch die neue Anregung zu Versuchen mit dem Licht des elektrischen Eies, welche Hr. Eisenlohr in dieser Notiz giebt, zur Beobachtung mancherlei neuer Erscheinungen Veranlassung gegeben. Hr. Eisenlohr empfiehlt als besonders bequem zur Hervorbringung des elektrischen Lichts den Ruhmkorf'schen Inductionsapparat. Ein mit schwefelsaurer Chininlösung bemaltes Papier zeigt bei dieser Beleuchtung alle Details der Zeichnung noch in einem Abstand von 10 bis 12 Fufs. Die bestrichenen (fluorescirenden) Stellen erscheinen hell leuchtend, die nicht bestrichenen tief violett.

Die theoretischen Bemerkungen, in denen das durch Fluorescenz erzeugte Licht mit den Combinationstönen verglichen wird, sind nicht bestimmt genug formulirt (man vergleiche namentlich die Anmerkung), um näher darauf eingehen zu können. *Bt.*

E. Brücke. Ueber die unechte innere Dispersion der dichroitischen Hämatinlösungen. Wien. Ber. XIII. 485-486; Pogg. Ann. XCIV. 426-428.

Nach einer Rechtfertigung des Namens „dichroitisch", welchen der Verfasser dem einen der beiden Zustände beigelegt hat, in welchen der Blutfaserstoff existiren kann (Berl. Ber. 1853. p. 250†), bemerkt der Verfasser, dafs die dichromatischen Hämatinlösungen die von Stokes sogenannte „unechte" innere Dispersion zeigen. Die nicht dichromatischen Lösungen zeigen sie, wenn sie in dichromatische übergeführt werden; es mufs also bei diesem Uebergange ein Körper in sehr kleinen Partikelchen ausgeschieden werden, der jenes unecht dispergirte Licht reflectirt.

Bt.

Gladstone. On the fluorescence exhibited by certain iron and platinum salts. Athen. 1854. p. 1208-1209*; Chem. Gaz. 1854. p. 420-420*; Edinb. J. (2) I. 83-90†; Erdmann J. LXIV. 438-439*; Cosmos IV. 246-246*.

Zu den fluorescirenden Körpern gehört nach Hrn. Gladstone unter anderen die Auflösung von Berlinerblau in Oxalsäure. Verschiedene in der vorliegenden Notiz gemachte Mittheilungen hat der Verfasser später zurückgenommen (Edinb. J. (2) III. 165†).

Kr.

---

19. Geschwindigkeit des Lichtes.

A. On the colours of stars.

Der Verfasser bespricht die Abhängigkeit der Farben der Sterne von ihrer Bewegung, ohne jedoch etwas Neues über diese Frage zu bringen (Berl. Ber. 1845. p. 154, 1846. p. 620). *Kr.*

L. Foucault. Sur les vitesses relatives de la lumière dans l'air et dans l'eau. Ann. d. chim. (3) XLI. 129-164†.

Der Berl. Ber. 1850, 51. p. 421† enthält bereits ein Referat über den berühmten Versuch des Verfassers, welcher damals eine Notiz darüber in den C. R. veröffentlicht hatte. Wir haben jetzt eine ausführliche Beschreibung des Versuchs vor uns, nach der wir das frühere Referat ergänzen wollen; wir werden dabei weder auf die historischen Bemerkungen eingehen, mit denen Hr. Foucault beginnt, noch auf die Bedeutung des Versuchs für die Undulationstheorie; denn beides ist in dem angeführten Jahrgang des Berl. Ber. erschöpfend besprochen.

Der Versuch ist nicht sowohl geeignet, die Geschwindigkeit des Lichts in der Luft und im Wasser zu bestimmen, als überhaupt zu beweisen, dafs Licht sich im Wasser langsamer fortpflanze, als in der Luft. Die folgende Beschreibung soll zeigen, wie dies vermöge der Disposition des Apparats ohne Anstellung einer Messung geschehen konnte.

In ein und derselben horizontalen Linie befinden sich: 1) eine Mire, gebildet durch einen feinen Platindraht [1]), welcher in der Mitte einer quadratischen Oeffnung von 2^{mm} Seite ausgespannt ist; 2) das optische Centrum des Objectivs eines achromatischen Fernrohrs, und 3) das Centrum eines kreisförmigen ebenen Spiegels, welcher um eine senkrechte Axe rotiren kann. Zwei gleiche sphärische Hohlspiegel sind symmetrisch auf beiden Seiten der genannten Linie so aufgestellt, dafs ihr Krümmungsmittelpunkt in das Centrum des rotirenden Spiegels fällt, und ihre optischen Mittelpunkte mit jener Linie in derselben horizontalen Ebene liegen. Die Entfernung des Objectivs von der Mire beträgt etwas weniger als die doppelte Brennweite, und die Entfernung des ebenen Spiegels von dem Objectiv plus dem Krümmungsradius der Hohlspiegel ist gleich der Entfernung, in welcher das Objectiv ein Bild der Mire entwerfen würde. Mittelst eines Heliostaten fällt ein Bündel Sonnenstrahlen parallel der Horizontalen durch die Oeffnung auf das Objectiv; diese Strahlen treten convergent aus demselben, um auf den ebenen

[1]) Es ist in der vorliegenden Beschreibung nicht mehr von einem Gitter die Rede, wie in den C. R. a. a. O.

Spiegel zu fallen, welcher sie, wenn er bei passender Stellung ruht, so reflectirt, dass ein Bild der Mire in dem optischen Mittelpunkt eines der beiden Hohlspiegel entstehen würde; dieser aber sendet die normal auf ihn fallenden Strahlen so zurück, daſs sie sich zu einem Bilde der Mire wieder vereinigen, welches mit der Mire selbst zusammenfällt. Man schiebt nun eine Glasplatte zwischen Mire und Objectiv schräg gegen den Gang der Strahlen so ein, daſs ein Theil der zurückkehrenden Strahlen an der Glasplatte seitlich reflectirt wird, und mithin ein Bild der Mire entsteht, welches durch das Ocular eines Fernrohrs beobachtet werden kann. Endlich steht im Brennpunkte dieses Oculars eine senkrechte Glasplatte, und eine darin geritzte Linie deckt sich mit dem Bilde des Platinfadens.

Nach diesen Vorbereitungen wird nun der ebene Spiegel in Rotation versetzt; bei jeder Umdrehung kommt er einmal in diejenige Lage, in welcher er die auf ihn fallenden Strahlen je einem Hohlspiegel zusenden kann; aber ehe diese den Weg zum Hohlspiegel hin und wieder zurück vollendet haben, hat der Spiegel sich um so viel weiter gedreht, daſs ihn die zurückkehrenden Strahlen nunmehr unter einem andern Einfallswinkel treffen, und also auch, nach ihrem Durchgang durch das Objectiv, das Bild des Platinfadens an einer andern Stelle entwerfen. Dies Bild deckt also die Linie auf der Glasplatte nicht mehr, sondern ist seitlich dagegen verschoben. Bis jetzt aber liegen die beiden Bilder noch über einander, welche von den beiden Hohlspiegeln herrühren. Jedes derselben dauert zwar nur einen Moment, kehrt aber mit jeder Spiegelumdrehung wieder, und das Auge erhält, sobald die Rotation schnell genug vor sich geht, den Eindruck eines dauernden Bildes. Schiebt man nun zwischen den einen Hohlspiegel und den rotirenden Spiegel eine mit Wasser gefüllte, durch zwei ebene Glasplatten verschlossene Röhre, so decken sich die beiden Bilder nicht mehr; das „Wasserbild" erscheint noch weiter seitlich verschoben als das „Luftbild", zum Beweise, daſs das Licht für den Weg durch das Wasser mehr Zeit braucht, als für den gleichen Weg durch die Luft. Indem der Beobachter also, während der Spiegel rotirt, mit einem Blick durchs Ocular die feste Linie auf der Glasplatte, zur Seite

das „Luftbild" des Platinfadens, und noch weiter seitlich das dunklere, grünlich gefärbte „Wasserbild" sieht, kann er die Ueberlegenheit der Undulationstheorie vor der Emissionstheorie buchstäblich mit seinen Augen wahrnehmen.

Indessen schwächt die Absorption, welche das Licht bei seinem doppelten Durchgang durch das drei Meter lange Wasserrohr erfährt, doch das Wasserbild so weit, dafs es gegen das Luftbild verschwindet, wenn beide über einander liegen; man würde also das Bild des dunkeln Platinfadens im Wasserbilde, und mithin die Verschiebung desselben gegen das Luftbild, nicht erkennen können, wenn nicht das Luftbild oben und unten durch einen vor den entsprechenden Hohlspiegel gesetzten Schirm mit horizontaler Spalte weggeschnitten würde. Man sieht dann oben und unten das Wasserbild allein, in der Mitte das Luftbild. Aufserdem mufs, um den Versuch vollkommen zu machen, vor die Deckplatte des Wasserrohrs noch eine schwach gekrümmte Linse gesetzt werden. Indem nämlich die convergenten, auf die Deckplatte fallenden Strahlen von derselben gebrochen werden, wird ihr Vereinigungspunkt über die Mitte des Hohlspiegels hinausgerückt. Eine passend gewählte Linse bringt ihn dahin zurück.

Der Betrag d der Verschiebung des Luftbildes kann nach der folgenden, leicht zu entwickelnden Formel berechnet werden:

$$d = \frac{8n\pi l^2 r}{v(l+l')};$$

in derselben bedeutet n die Anzahl der Umdrehungen des rotirenden Spiegels während der Secunde, l den Krümmungsradius der Hohlspiegel, l' die Entfernung des Objectivs vom rotirenden Spiegel, r die Entfernung des Objectivs von der Mire, v die Geschwindigkeit des Lichts. Wenn das Wasserrohr eingeschaltet ist, mufs für $\frac{2l}{v}$ die Zeit gesetzt werden, welche das Licht braucht, um die Strecke vom ebenen Spiegel durch das Wasser zum Hohlspiegel und zurück zu durchlaufen. Nimmt man

$$r = 3^{m} \qquad n = 500$$
$$l = 4^{m}$$
$$l' = 1{,}18^{m}$$

so wird die Verschiebung für das Luftbild $d = 0{,}375^{mm}$ und bei

einem 3^m langen Wasserrohr für das Wasserbild $d = 0{,}469^{mm}$; die Differenz beider ist bei einem zwanzigfach vergröfsernden Ocular leicht zu beobachten.

Die gröfste Schwierigkeit bietet bei der Ausführung des Versuchs die Construction des rotirenden Spiegels dar. Die von Hrn. Foucault angewandte ist im Wesentlichen eine durch Wasserdampf von $\frac{1}{4}$ Atmosphäre Druck getriebene Sirene, deren unterhalb des Windkastens verlängerte Axe den Spiegel trägt. Die Beschreibung eines einfachen Mittels, durch welches die Trägheitsaxe des rotirenden Systems stets wieder in die Richtung der Rotationsaxe zurückgeführt werden konnte, wenn sie durch zufällige Umstände ein wenig daraus verschoben war, mufs im Original nachgelesen werden. *Bt.*

---

20. Photometrie.

Arago. Description de l'appareil à l'aide duquel il a pu découvrir le rapport entre la quantité de lumière réfléchie et de lumière transmise par une lame de verre sous diverses incidences. Inst. 1854. p. 11-12; Cosmos IV. 68-71†.

Das Instrument ist im Wesentlichen ein grofser Schirm von weifsem Papier, der gegen eine möglichst helle beleuchtete Stelle des Himmels gerichtet wird. Senkrecht gegen den Schirm und senkrecht gegen die Ebene eines horizontalen Kreises steht eine dünne Glasplatte mit planparallelen Oberflächen. Die Alhidade des Kreises trägt ein Rohr, durch welches man auf die Platte unter einem am Kreise abzulesenden Winkel sieht; zwischen Platte und Schirm sind, parallel mit dem letzteren, zwei verschiebbare horizontale Stäbe angebracht, von denen der eine durch Reflexion an der Platte, der andere durch die Platte hindurch gesehen wird. Durch Drehen der Alhidade ändert man den Reflexionswinkel so lange, bis beide Stäbe gleich hell er-

scheinen. Hr. Arago hat gefunden, dafs dies bei der von ihm gebrauchten Platte, deren Brechungsindex nicht bestimmt worden ist, bei einem Einfallswinkel von 72°52′ eintrat.

Zwischen Ocularröhre und Glasplatte kann noch ein doppeltbrechendes Prisma und eine nach Art des Babinet'schen Compensators aus zwei Theilen zusammengesetzte Bergkrystallplatte eingeschoben werden; über den Gebrauch dieses Theils des Instruments wird aber in der vorliegenden Notiz auf einen (noch nicht erschienenen) Theil der gesammelten Werke Arago's verwiesen. *Bt.*

---

de la Provostaye et P. Desains. Note sur la détermination des pouvoirs émissifs des corps pour la lumière. C. R. XXXVIII. 977-978†; Cosmos IV. 671-671; Arch. d. sc. phys. XXVI. 263-264; Pogg. Ann. XCIII. 151-152†; Z. S. f. Naturw. IV. 306-306.

Die Verfasser haben interessante Versuche über das Verhältnifs der Lichtmengen angestellt, welche Körper von verschiedener Oberflächenbeschaffenheit aussenden, die unter identischen Umständen ins Glühen versetzt sind.

Ein kleines Gold- oder Platinblech wurde zur Hälfte auf der vorderen Seite, und zur andern Hälfte auf der hinteren Seite mit schwarzem Kupferoxyd bedeckt, und durch einen elektrischen Strom zum Glühen gebracht. Es ergab sich, dafs die geschwärzten Stellen viel heller leuchteten als die metallischen. Schon beim Platin war der Unterschied grofs, beim Gold aber noch viel bedeutender.

Um das Verhältnifs zu messen, wurde der glühenden Platte ein Nicol gegenübergestellt, welcher das ausgehende Licht polarisirte. Man sah dann durch einen Kalkspath, und stellte denselben zuerst so, dafs das aufserordentliche Bild erlosch. Dann aber wurde er so gedreht, dafs das ordentliche Bild der geschwärzten Stelle dem aufserordentlichen der metallischen an Intensität gleich kam. Der Winkel, den beide Lagen des Kalkspaths einschlossen, liefs dann das Intensitätsverhältnifs nach dem Malus'schen Gesetz berechnen.

Die Verfasser geben noch keine numerischen Resultate; sie

führen aber an, dafs bei gewissen Goldblättchen das Emissionsvermögen der metallischen Stellen höchstens $\frac{1}{10}$ von dem des Kupferoxyds betrug. Das Emissionsvermögen des Platins ist gröfser als das des Goldes, wie dies nach dessen Emissionsvermögen für Wärmestrahlen zu erwarten war. *Bt.*

Fernere Literatur.

H. v. Schintling. Photometrischer Satz. Gumprecht Z. S. III. 492-494.

---

21. Polarisation. Optische Eigenschaften von Krystallen.

Dove. On an apparatus for elliptically polarized light. Athen. 1854. p. 1270-1270; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 9-9. Siehe Berl. Ber. 1850, 51. p. 436.

H. de Senarmont. Expériences sur la production artificielle du polychroïsme dans les substances cristallisées. C. R. XXXVIII. 101-105; Inst. 1854. p. 60-61; Cosmos IV. 105-108; Phil. Mag. (4) VII. 228-230; Pogg. Ann. XCI. 491-494†; Ann. d. chim. (3) XLI. 319-336; Z. S. f. Naturw. III. 202-203; Silliman J. (2) XVII. 414-415, 421-422; Wien. Ber. XII. 400-401; Arch. d. sc. phys. XXVI. 355-357.

Hr. de Senarmont fragt sich, ob die verschiedene Absorption des Lichts im Inneren krystallinischer Medien der krystallinischen Substanz im eigentlichen Sinne angehöre, oder nur von einem in den Zwischenräumen derselben verbreiteten Farbstoff ausgehe, und läfst, um die Frage zu entscheiden, künstliche farblose Krystalle bei ihrer Bildung einen zarten Farbstoff aufnehmen. Zu dem Zweck räth Hr. de Senarmont eine Lösung von salpetersaurem Strontian in einem Aufgufs von Campecheholz, der

durch einige Tropfen Ammoniak purpurroth gefärbt war. Die auf diese Weise sich bildenden Krystalle zeigten in der That Pleochroismus, und zwar waren ihre optischen Eigenschaften folgende.

1) Beim Durchgehen von weißem natürlichem Licht zeigten sie je nach den verschiedenen Durchgangsrichtungen rothes, violettes und blaues Licht.

2) Durch ein doppeltbrechendes Prisma betrachtet, zeigen die Krystalle ein rothes und ein dunkelviolettes Bild, welche beiden Bilder beim Drehen der Krystallplatte in ihrer Ebene die Farbe wechseln.

3) Zwei solche durchsichtige Krystallplatten, in paralleler Lage über einander gelegt, lassen einfallendes weißes Licht purpurfarben hindurch; in gekreuzter Lage dagegen wird fast gar kein Licht durchgelassen.

4) zeigten diese Krystalle folgende für den Pleochroismus optisch zweiaxiger Krystalle ganz charakteristische Erscheinungen. In der Richtung der optischen Axen sah man, wenn weißes natürliches Licht einfiel, und die Platte dicht vors Auge gehalten wurde, einen hellen orangefarbenen Fleck, durchschnitten von einem Hyperbelzweig; rechts und links vom Hauptschnitt wurde derselbe halbviolett, halbdunkelblau, welche beide Farben jenseits der gemeinschaftlichen Gränze in purpurne Nüancen regelmäßig verliefen.

Hr. de Senarmont hofft die gemachte Entdeckung mit anderen Farbstoffen an anderen Salzen nächstens zu bestätigen. Außerdem macht er aber in der vorliegenden Arbeit noch darauf aufmerksam, wie unlösliche in eine Salzlösung hineingelegte krystallisirte Substanzen Einfluß üben auf die Ablagerung der Krystalle dieses Salzes: Rhomboëder von salpetersaurem Natron lagerten sich auf Kalkspathkrystalle der Art ab, daß die Axen und Hauptschnitte beider Individuen parallel waren, und zwar nicht nur wenn das Grundrhomboëder von Kalkspath, sondern auch wenn beliebige andere Formen desselben, das erste stumpfere oder erste schärfere Rhomboëder, oder sechsseitige Säulen, oder Dreiunddreikantner hineingelegt wurden, während doch diese

letztere Formen beim salpetersauren Natron noch nicht beobachtet worden sind. *Hr.*

Reusch. Notiz über das viergliedrige schwefelsaure Nickeloxydul. Pogg. Ann. XCI. 317-319†; Inst. 1854. p. 147-148.

Hr. Reusch hat die Brechungscoëfficienten dieses Salzes bestimmt, und zwar durch Messung der Ablenkung der Lichtstrahlen in einem aus demselben geschliffenen Prisma. Zwar wurde blofs ein Wollaston'sches Goniometer und ein dreizölliger Spiegelsextant angewendet; doch glaubt Hr. Reusch aus den Werthen, die er mit denselben Instrumenten am Kalkspath erhalten hat, schliefsen zu können, dafs die zwei ersten Decimalen richtig seien; und zwar fand Hr. Reusch

$$n_0 = 1{,}513$$
$$n_e = 1{,}485$$

Es ist also das schwefelsaure Nickeloxydul negativ optisch einaxig, wie der Kalkspath. — Um eine gehörige Anzahl von Farbenringen im polarisirten Licht zu sehen, müssen die Platten gegen 5^{mm} dick sein. *Hr.*

Reusch. Abgeänderter Polarisationsapparat. Pogg. Ann. XCII. 336-336†.

Hr. Reusch läfst das unter dem Polarisationswinkel von einem schwarzen Spiegel reflectirte Licht auf einen belegten Spiegel fallen, und zwar unter einem Winkel von 80°. Wird nun das von diesem Spiegel unter 80° reflectirte Licht durch eine gehärtete Glasplatte geleitet, und durch einen Nicol betrachtet, so sieht man das einfache Kreuz, dagegen, wenn diese Platte auf dem zweiten Spiegel aufliegt, die schöne Figur, die der doppelten Dicke entspricht. *Hr.*

W. Haidinger. Annähernde Bestimmung der Brechungsexponenten am Glimmer und Pennin. Wien. Ber. XIV. 330-335; Inst. 1855. p. 48-48; Pogg. Ann. XCV. 493-496, 620-622.

Hr. Haidinger hat zum ersten Mal directe Messungen der Brechungscoëfficienten am Glimmer ausgeführt. Die Hauptschwierigkeit war natürlich, sich ein geschliffenes Prisma mit ebenen Flächen zu verschaffen. Es gelang auf die Weise, dafs von Hrn. Haidinger auf beide Flächen der Glimmertafel dreiseitige Platten von Eisenblech gelegt, und diese mit einer Schraubenzwinge zusammengeprefst wurden; die Eisenblechplatten wurden zwar noch vom Mechaniker durch Glasplatten ersetzt, und so gelang es trotz des vollkommnen blättrigen Bruchs, ein Prisma von Glimmer zu schleifen und zu poliren. Der zu dem Zweck angewendete Glimmer war ein brasilianischer, der nach Grailich's Messungen einen Axenwinkel von 98° zeigte. Hr. Haidinger klebte nun noch mit Canadabalsam in Aether gelöst geschliffene Spiegelglasplatten auf die Seiten des Prismas, wodurch die Durchsichtigkeit vollkommen hergestellt wurde. Beim Durchgang durch die Dicke von einer Linie war das in der Richtung der Axe polarisirte Bild bereits vollständig absorbirt, während dagegen das senkrecht auf der Axe polarisirte noch klar, freilich dunkelbraun war. Intensives Licht aber zeigte, nahe an der Kante durchgehend, deutlich zwei Bilder; und zwar war das in der Richtung der Axe polarisirte und stärker absorbirte nach dem Babinet'schen Gesetz auch das stärker gebrochene. Hr. Haidinger fand die Brechungsexponenten für beide Strahlen:

1,581

1,613.

Herschel hatte bei der Berechnung der isochromatischen Curven im polarisirten Licht den Werth 1,500 angenommen, und dabei kleine Differenzen von den Ergebnissen der Messungen gefunden; doch geben die beiden von Hrn. Haidinger gefundenen Werthe in Herschel's Tabelle noch genauer übereinstimmende Zahlen. — Zu erwähnen ist noch, dafs von den beiden gefundenen Werthen Hrn. Haidinger's nur der eine eine optische Constante sein kann; und zwar ist dies der kleinere 1,581. Auch am Pennin gelang es Hrn. Haidinger die Bestimmung von Bre-

chungscoëfficienten auszuführen, und zwar ohne ein Prisma künstlich anschleifen zu lassen, indem er ganz einfach einen natürlichen Krystall unverändert als Prisma benutzte. Der Pennin zeigt nämlich sehr scharfe Rhomboëder, so dafs eine Endkante des Rhomboëders nicht viel von der verticalen Stellung, also vom Parallelismus mit der Axe abweichen wird. Für das unbewaffnete Auge deckten sich die beiden Bilder des Prismas vollständig; durch einen Turmalin aber war zu beobachten, dafs das senkrecht auf die Axe polarisirte Bild fast blofs aus dem Gelb des Spectrums bestand, und selbst bei intensivem Sonnenlicht nur wenig von Roth und Orange blicken liefs, das parallel der Axe polarisirte Licht dagegen aus einem schönen Grün, bei intensivem Sonnenlicht noch mit etwas Gelb, Roth und Blau. Alle diese Bilder waren aber nur deutlich zu sehen, wenn das Licht nahe der brechenden Kante durch das Prisma ging, indem der Pennin schon in sehr geringen Dicken ganz undurchsichtig wird. So fand denn Hr. Haidinger die beiden Brechungscoëfficienten:

1,575

1,576

Bei diesem geringen Unterschied kann, da die beiden Brechungscoëfficienten sich überdies nicht auf dieselbe Farbe beziehen, nicht mit Bestimmtheit gesagt werden, ob der Pennin ein positiver oder negativer optisch einaxiger Krystall ist. *Hr.*

H. de Senarmont. Remarques sur les propriétés optiques de quelques cristaux. Ann. d. chim. (3) XLI. 336-339†.

Hr. de Senarmont hat bei Gelegenheit seiner Untersuchungen über die künstliche Erzeugung des Pleochroismus auch folgende in Beziehung auf ihr optisches Verhalten bisher unbekannte Salze untersucht.

Oxalsäure krystallisirt im zweiundeingliedrigen System; die Ebene der optischen Axen steht senkrecht auf dem Hauptschnitt, und nahe senkrecht auf einer vorderen Schiefendfläche, und der Winkel der scheinbaren Axen beträgt etwa 110 bis 112°. Die Ebenen der optischen Axen für die verschiedenen Farben

gehen sehr weit aus einander, daher die isochromatischen Curven im weifsen Licht ein sehr unregelmäfsiges Ansehen haben.

Unterschwefelsaures Natron krystallisirt auch im zweiund-eingliedrigen System und verhält sich ähnlich; die Ebenen der optischen Axen für rothes und violettes Licht gehen um 2° aus einander; der Winkel der scheinbaren Axen beträgt etwa 100°.

Neutrales kohlensaures Natron krystallisirt auch zweiund-eingliedrig und verhält sich ebenso; Winkel der scheinbaren Axen etwa 69° bis 70°; für die verschiedenen Farben differiren die Ebenen der optischen Axen wenig, daher die isochromatischen Curven auch nur wenig unregelmäfsig erscheinen.

Vom Verhalten des Borax bestätigt Hr. de Senarmont die bereits bekannten Erscheinungen. *Hr.*

Soleil fils. Note sur la direction de l'axe optique dans le cristal de roche déterminée par un petit nombre de faces artificielles. C. R. XXXVIII. 507-509†; Cosmos IV. 325-325.

Hr. Soleil zeigt, wie man in einem von keinen Krystallflächen begränzten Quarzstück ziemlich schnell die Richtung der optischen Axe finden kann, ohne auf gut Glück hin acht- bis zehnmal anschleifen zu müssen. Wenn man eine Platte mit zwei parallelen Ebenen schleift, welche unter 45° zur Axe geneigt sind, so bemerkt man durch dieselbe mit einer Lupe von einem Punkt oder einer kleinen kreisrunden Oeffnung ein doppeltes Bild. Wenn dagegen der Quarz senkrecht oder parallel zur Axe angeschliffen wird, so bemerkt man keine Verdoppelung. — Wird nun ein Quarzstück beliebig angeschliffen, so wird man entweder die Verdoppelung des Bildes sehen oder nicht. Im letztern Fall ist man entweder der parallelen oder der senkrechten Lage zu der Axe ziemlich nahe. Man legt daher die Platte auf den Nörrenberg'schen Apparat und corrigirt die Platten so lange, bis die bekannten Erscheinungen parallel zur Axe geschliffener, oder senkrecht zur Axe geschliffener Quarzplatten in voller Regelmäfsigkeit hervortreten. Wenn man aber nach dem ersten Anschleifen zwei Bilder sieht, so wird man ziemlich in der Nähe

von 45° Neigung zur Axe sein; in diesem Fall giebt die Linie, welche die Mittelpunkte derselben mit einander verbindet, ein Mittel an die Hand, durch einige neue Schliffe zu der der Axe parallelen Lage zu gelangen, was aber mehr für den praktischen Optiker von Interesse ist. *Hr.*

W. B. Herapath. Additional directions and improvements in the process for the manufacture of artificial tourmalines. Phil. Mag. (4) VII. 352-357; Erdmann J. LXII. 367-368†; Polyt. C. Bl. 1854. p. 1146-1147; Dingler J. CXXXIV. 370-373.

Hr. Herapath theilt einige weitere Vorsichtsmaafsregeln mit, um grofse und schöne Krystalle von schwefelsaurem Jodchinin (Herapathit), die als künstliche Turmaline zu gebrauchen sind, zu erhalten. Das Mischungsverhältnifs wird zweckmäfsig so gewählt, dafs man auf 100 Gran schwefelsaures Chinin 4 Unzen Essigsäure (von 1,042 spec. Gew.), 1 Unze rectificirten Weingeist (von 0,837 spec. Gew.) und eine Drachme alkoholische Jodlösung nimmt, wobei die Temperatur des Zimmers nicht unter 10° fallen soll; auch kann der Weingeist durch Salpeteräther ersetzt werden. — Wenn die Temperatur zu hoch ist, verschwindet bisweilen das Jod; dann mufs Jodlösung hinzugefügt werden, so dafs auch beim Erkalten die Flüssigkeit dunkelbraungelb gefärbt bleibt. Bei der ersten Krystallisation erhält man nie sogleich die breiten Platten, sondern man mufs die ersten Krystalle wieder auflösen, und oft 2 bis 4 mal wieder krystallisiren lassen; nach jeder neuen Lösung ist es rathsam, immer wieder 4 bis 5 Tropfen Jodlösung zuzusetzen. Um die herausgenommenen Krystalle zu waschen, ist es besser statt Jodlösung eine gesättigte Lösung des Salzes selbst in Wasser, mit $\frac{1}{6}$ Volumen Essigsäure vermischt, anzuwenden. Beim Trocknen mit Löschpapier setzt man die Krystalle einer Temperatur von 10 bis 15° aus, und als Deckmittel, um die Krystalle nachher zu erhalten, wendet man am besten jodhaltigen Canadabalsam in Aether gelöst an. *Hr.*

W. Rollmann. Polarisation des Lichtes durch Brechung in Metall. Z. S. f. Naturw. III. 100-101. Siehe Berl. Ber. 1853. p. 264.

— — Farben gekühlter Gläser und Gypsblättchen ohne Polarisationsapparat. Z. S. f. Naturw. III. 101-102†.

Hr. Rollmann theilt folgende zwei Fälle mit, wo gekühlte Gläser und Gypsblättchen die gewöhnlichen im Polarisationsapparat wahrnehmbaren Farbenerscheinungen ohne alle polarisirende und analysirende Vorrichtung zeigten. In einen Nörrenberg'schen Apparat, aus dem polarisirende und analysirende Vorrichtung entfernt war, wurde eine Glasplatte unter einer Neigung von etwa 35° so angebracht, daſs man durch dieselbe hindurch ihr Bild im horizontalen Spiegel erblickte; dabei zeigte sich das bekannte schwarze Kreuz. Ebenso zeigten sich wenigstens Spuren von Polarisation, wenn die Platte auf eine matte Unterlage horizontal aufs Fensterbrett gelegt wurde, selbst bei vollständig bedecktem Himmel. Viel deutlicher als die Glasplatte, zeigte in diesem Fall ein Gypsblättchen Farbenerscheinungen. *Hr.*

F. Bernard. Mémoire sur la polarisation de l'atmosphère. C. R. XXXIX. 775-779†; Cosmos V. 491-492, 495-500; Arch. d. sc. phys. XXVII. 224-226; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 5-7.

Von der Betrachtung ausgehend, daſs alles theilweise polarisirte Licht angesehn werden kann als in ungleichen Mengen nach zwei auf einander senkrechten Ebenen vollständig polarisirtes Licht, construirte sich Hr. Bernard ein Polarimeter zur Beobachtung des Maximums der Polarisation der Atmosphäre. Die Beobachtungen wurden zu Bordeaux gemacht, und es fand Hr. Bernard, wenn die Intensität sämmtlichen Lichts mit 1 bezeichnet wird, die Intensitäten der beiden auf einander senkrechten polarisirten Lichtmengen mit a und b, so daſs $a+b=1$ ist und $a-b$ den Ueberschuſs des in der einen Ebene polarisirten Lichts oder also die Menge des absolut polarisirten Lichts bezeichnet, an vier verschiedenen Herbsttagen folgende Zahlenwerthe:

Bei einer Sonnenhöhe von	$a-b$
4°	0,7124
0	0,7017
25	0,6236
20	0,6582
15	0,6670
10	0,6988
5	0,7145
0	0,7051
7,25	0,7307
35	0,6106
30	0,6365
20	0,6464
15	0,6734
10	0,6972
5	0,7083

Brewster hatte gefunden, dafs bei einer Sonnenhöhe von 20° die Polarisation der Atmosphäre gleich war derjenigen, welche hervorgebracht wurde an der Oberfläche eines Glases vom Brechungsverhältnifs 1,4826 unter dem Einfall von 65°30', woraus sich nach den Formeln von Fresnel die Zahl 0,64 ergiebt. Das arithmetische Mittel der beiden von Hr. Bernard bei 20° Sonnenhöhe gemachten Beobachtungen ist aber 0,6523, also nur 0,012 von jenem aus den Brewster'schen Daten abgeleiteten Werthe verschieden. Aus den mitgetheilten Zahlen ergiebt sich, dafs in dem Maafs, als die Sonne sich dem Meridian nähert, der Werth des Maximums der Polarisation sich vermindert, und dafs umgekehrt dieser Werth continuirlich zunimmt, wenn die Sonne sich vom Meridian entfernt, und sein Maximum erreicht, wenn die Sonne dem Horizont sehr nahe ist. *Hr.*

W. Haidinger. Ueber den Pleochroismus und die Krystallstructur des Amethystes. Wien. Ber. XII. 401-421†.

Senkrecht zur Axe durchgehendes Licht erscheint im Amethyst wenig verschieden in den zwei Bildern; beide sind violblau,

doch ist das in der Richtung der Axe polarisirte etwas tiefer gefärbt. Viel deutlicher tritt dagegen der Parallelismus hervor an einem rechtwinkligen Parallelepipedon, dessen eines Flächenpaar einer Dihexaëderfläche parallel ist. Durch die Dihexaëderfläche gesehen erscheint hier der parallel zur Axe polarisirte Strahl violett, der senkrecht zur Axe polarisirte rosenroth, durch die beiden andern Flächen gesehen je der erste violett, der letztere blafs indigblau und bläulichviolett. Die Amethyste sind aber selten oder nie einzelne Individuen, sondern an drei abwechselnden Seiten der sechsseitigen Platten zeigen sich vollkommen weifse Dreiecke (und zwar übereinstimmend bei Amethysten aus Brasilien und bei Amethysten von Meissau), welche, nach einer Diagonale senkrecht auf die Säulenfläche getheilt, aus zwei Hälften bestehen, von denen die eine wie ein rechts drehender, die andere wie ein links drehender Bergkrystall sich verhält. *Hr.*

W. Haidinger. Pleochroismus einiger Augite und Amphibole. Wien. Ber. XII. 1074-1085†; Cosmos V. 691-691.

An Diopsidkrystallen, die bekanntlich fast immer Zwillinge sind, bemerkte Hr. Haidinger auf einer künstlich angeschliffenen geraden Endfläche und auf der Abstumpfung der scharfen Säulenkante deutlich drei schöne Farbentöne: dunkellauchgrün, helllauchgrün und ölgrün, oder besser gesagt ölgelb. Ferner führt Herr Haidinger folgende Fälle von Pleochroismus an, die wir unverändert, in seiner Ausdrucksweise wiedergeben wollen.

Augit aus dem Olivin von Kapfenstein:
1) Hauptaxe: lauchgrün.
2) Querdiagonale: ölgrün.
3) Längsdiagonale: leberbraun ins Röthlichbraune.

Augit (Anthophyllit):
1) Hauptaxe: olivengrün.
2) Querdiagonale: dunkelhoniggelb ins Blutrothe.
3) Längsdiagonale: olivengrün.

Hypersthen von Labrador:
1) Hauptaxe: grau bis grünlich.

2) Querdiagonale: hyacinthroth ins Nelkenbraune.
3) Längsdiagonale: - - -
Strahlstein von Arendal, lauchgrün:
Axe a: dunkelgrün.
Längsaxe b: hellgelblich.
Queraxe c: dunkelgelblich.
Basaltische Hornblende:
Axe a: schwarz, undurchsichtig.
Längsaxe b: honiggelb ins Orangegelbe.
Queraxe c: röthlichbraun.

Noch ist zu bemerken, dafs bei dieser basaltischen Hornblende der senkrecht auf die Axe polarisirte Strahl viel stärker absorbirt wird als der parallel derselben polarisirte. *Hr.*

W. Haidinger. Form und Farbe des Weltzienits. Wien. Ber. XII. 1085-1087†.

Hr. Haidinger nennt das von Weltzien zuerst dargestellte Tetraëthylammoniumtrijodid Weltzienit und beschreibt dasselbe als viergliedrig. Die Farbe erscheint im Ganzen schwärzlichblau, doch ist dies nur der Gesammteindruck, den die blaue Oberflächenfarbe zugleich mit der dunkelröthlichbraunen Körperfarbe hervorbringt. Der in der Richtung der Axe polarisirte Strahl ist stärker absorbirt als der senkrecht zur Axe polarisirte. *Hr.*

W. Haidinger. Pleochroismus an mehreren einaxigen Krystallen in neuerer Zeit beobachtet. Wien. Ber. XIII. 3-17†; Z. S. f. Naturw. IV. 452-453.

Hr. Haidinger theilt weitere interessante Beobachtungen von Pleochroismus an folgenden einaxigen Krystallen mit: Kalkspath, Hydrargillit, Pennin, Amethyst, Turmalin, Mausit, Kalomel, Glaukolith und Zinnstein. In Beziehung auf das Einzelne müssen wir auf die ausführliche Arbeit selbst verweisen. Dagegen wollen wir hier noch einen interessanten Punkt betreffend den Turmalin hervorheben. Auch der schwarze, gewöhnlich für undurchsichtig

gehaltene Turmalin ist in feinen Splittern durchsichtig und dichroitisch, und zwar wird auch bei ihm das eine Bild in sehr viel stärkerem Maafs absorbirt als das andere. Dies veranlafste Hrn. Haidinger zu dem Versuche, ob nicht auch diese schwarzen Turmaline in hinreichend dünnen Tafeln als Polarisationsapparat gebraucht werden könnten. In der That erhielt Hr. Haidinger eine Platte von 0,224 Millimeter Dicke, welche er seither als Polarisirer gebrauchen konnte. *Hr.*

W. Haidinger. Pleochroismus an einigen zweiaxigen Krystallen in neuerer Zeit beobachtet. Wien. Ber. XIII. 306-331†; Z. S. f. Naturw. IV. 453-454.

Hr. Haidinger weist ferner Pleochroismus nach und giebt genau das Verhältnifs der verschiedenen Farben zu den Krystallaxen an bei folgenden Krystallen, — theils Mineralien, theils künstlichen Salzen.

A. Im zweiundzweigliedrigen System krystallisirende: Arragonit, Schwerspath, Caledonit, Cerussit, Skorodit, Antigorit, Glimmer, Diaspor, Chrysoberyll, Cordierit, Staurolith.

B. Im zweiundeingliedrigen System krystallisirende: Melanterit, Voglit, Vivianit, Malachit, Epidot, Zoisit, Lazulith, Grünspan, Piperin, Piperin mit Chlormercur, Gregorin, oxalsaures Eisenoxyd-Kali. *Hr.*

J. C. Heusser. Ueber die Dispersion der Elasticitätsaxen in zweiundeingliedrigen Krystallen. Pogg. Ann. XCI. 497-524†; Mitth. d. naturf. Ges. in Zürich III. 347-360; Z. S. f. Naturw. VI. 207-208.

Bekanntlich fällt in zweiundeingliedrigen Krystallen die Ebene der optischen Axen entweder für alle Farben zusammen mit der symmetrisch theilenden Ebene, und es gehen dann blofs die Elasticitätsaxen in derselben für die verschiedenen Farben aus einander; oder aber die Ebene der optischen Axen steht senkrecht auf der symmetrisch theilenden Ebene, und ist in diesem Fall für jede Farbe eine besondere. Hr. Heusser hat nun Mes-

sungen ausgeführt, wie viel im erstern Fall die Mittellinien für die verschiedenen Farben, und wie viel im zweiten Fall die Ebenen der optischen Axen selbst für die verschiedenen Farben aus einander gehen.

Als Beispiel für den ersten Fall wurde der Diopsid und die schwefelsaure Ammoniak-Magnesia gewählt. Beim Diopsid gehen die Mittellinien für die extremen Farben Roth und Blau blofs um 0° 14′ aus einander, bei der schwefelsauren Ammoniak-Magnesia um 0° 21′. Beiläufig geht aus der Berechnung dieser Divergenz auch hervor, dafs bei beiden Krystallen, ähnlich wie im zweiundzweigliedrigen System, die wahren Axen derselben Farbe inwendig, die wahren Axen derselben Farbe auswendig liegen, und dafs die Dispersion nur daher rührt, dafs auf der einen Seite die wahren optischen Axen für die verschiedenen Farben näher beisammen liegen als bei der andern.

Als Beispiel für den zweiten Fall wurde der Feldspath gewählt, und gefunden, dafs an einem solchen aus der Eifel die Ebenen der optischen Axen für rothes und blaues Licht um 0° 51′ differiren; zum ersten blättrigen Bruch sind sie um etwa 5° bis 6° geneigt. Merkwürdige Verschiedenheiten zeigten sich aber an verschiedenen Individuen; so zeigte von zwei glasigen Feldspäthen der eine als Winkel der scheinbaren optischen Axen folgende Werthe:

	für rothes Licht	für blaues Licht
	28° 48′	35° 50′
der andere aber		
	36 14	42 16¼

Noch weit gröfsere Unterschiede zeigten sich aber beim Adular, wo an zwei verschiedenen Platten sich folgende Werthe ergaben:

für rothes Licht	für blaues Licht
123° 5′	122° 2′
114 47	112 11

Kr.

Fernere Literatur.

D. Brewster. On the date of the discovery of the optical properties of chrysammate of potash. Phil. Mag. (4) VII. 171-172.

F. Zamminer. Ueber die Berechnung der Axenwinkel zweiaxiger Krystalle. Liebig Ann. XC. 90-91.

G. H. O. Volger. Ueber die Erscheinungen der Aggregatpolarisation (polarisation lamellaire) im Boracit. Pogg. Ann. XCII. 77-91, XCIII. 450-452.

---

22. Circularpolarisation.

H. Marbach. Die circulare Polarisation des Lichts durch chlorsaures Natron. Pogg. Ann. XCI. 482-487; Inst. 1854. p. 223-224; Z. S. f. Naturw. III. 279-281; Ann. d. chim. (3) XLIII. 252-255; Jahresber. d. schles. Ges. 1854. p. 17-18.

Hr. Marbach hat gefunden, dafs die Krystalle des chlorsauren Natrons die Polarisationsebene des Lichts drehen, und zwar bald nach rechts, bald nach links. Es ist diese Erscheinung aus doppeltem Grunde auffallend: erstens, weil bis jetzt noch kein anderer krystallinischer Körper bekannt war, der mit dem Drehungsvermögen begabt war, als der Bergkrystall (denn die von Pasteur untersuchten weinsauren und traubensauren Salze und viele andere zeigen die Drehung der Polarisationsebene blofs in Lösung), zweitens, weil man nach den Untersuchungen Pasteur's das Drehungsvermögen nur bei Salzen hätte erwarten sollen, die in ihrer Krystallform den Gegensatz von rechts und links zeigen, also am allerwenigsten bei einem Salze, das im regulären System krystallisirt, wie dies beim chlorsauren Natron der Fall ist. Bekanntlich sind nämlich in den beiden Fällen der Hemiedrie des regulären Systems, der tetraëdrischen und der pyritoëdrischen, die beiden möglichen Hälftflächner eines und desselben vollflächigen Körpers, die beiden möglichen Tetraëder und die beiden mögli-

chen Pyritoëder, einander congruent, nicht blofs symmetrisch. Hr. MARBACH will nun aber an den Krystallen des chlorsauren Natrons zugleich das Auftreten tetraëdrischer und pyritoëdrischer Flächen bemerkt haben; und wenn wir an einem und demselben Pyritoëder einmal ein Tetraëder, einandermal sein Gegentetraëder auftreten lassen, so erhalten wir auf diese Weise allerdings zwei Körper, die nicht mehr congruent, sondern blofs symmetrisch sind, sich verhalten wie rechts und links. Von vorn herein wäre aber die Bezeichnung rechte und linke Hälfte doch willkürlich, indem je nach der Stellung des Beobachters jede Hälfte bald eine rechte, bald eine linke zu sein scheint. Im polarisirten Licht zeigten nun aber die beiderlei Krystalle constant den Gegensatz, dafs die einen die Polarisationsebene stets nach rechts, die andern dieselbe stets nach links drehten. In Beziehung auf die Krystallform ist übrigens noch zu bemerken, dafs die erwähnten hemiedrischen Formen meist untergeordnet auftreten, während dagegen die Würfelflächen vorherrschen. Hr. MARBACH fand diesen eigenthümlichen Zusammenhang zwischen dem Auftreten der hemiedrischen Formen und dem Drehungsvermögen an 40 Exemplaren jeder Art, und giebt an, dafs linke und rechte Krystalle gleich stark drehen für gleiche Dicken, und dafs die Drehung der Dicke der angewendeten Schicht des Krystalls proportional ist. Doch scheint dies Gesetz nicht ganz sicher zu sein, da Hr. MARBACH selbst noch hinzufügt, dafs er bei einigen Krystallen merklich geringere Drehung gefunden habe als bei der Mehrzahl der andern. Wie bei den Krystallen des regulären Systems zu erwarten, ist nach allen Richtungen im Krystall die Drehung gleich, so dafs die Krystalle, um die Erscheinung zu zeigen, in ganz beliebiger Richtung angeschliffen werden können. Auffallend und ganz den mannigfaltigen ähnlichen, aber an andern Salzen angestellten Untersuchungen PASTEUR's widersprechend ist aber noch folgende Erscheinung, die Hr. MARBACH beobachtet haben will. Wenn Krystalle derselben Art, rechte oder linke aufgelöst wurden, so drehte diese Lösung nicht blofs die Polarisationsebene nicht, sondern es krystallisirten sogar aus dieser Lösung wieder Krystalle beider Arten heraus, rechte sowohl als linke. *Hr.*

L. PASTEUR. Sur le dimorphisme dans les substances actives. C. R. XXXIX. 20-26†; Inst. 1854. p. 246-248*; Cosmos V. 138-140*; ERDMANN J. LXII. 471-478†; Chem. C. Bl. 1854. p. 798-798*; Ann. d. chim. (3) XLII. 418-428†; Z. S. f. Naturw. IV. 314-314*; SILLIMAN J. (2) XVIII. 433-434*; Arch. d. Pharm. (2) LXXXI. 309-309*.

Hr. PASTEUR hat eine Substanz aufgefunden, welche die Polarisationsebene des Lichtes dreht und zugleich Dimorphie zeigt. Es ist dies das weinsteinsaure Ammoniak. Stellt man dasselbe aus Rechtsweinsteinsäure oder Linksweinsteinsäure durch Sättigung mit Ammoniak dar, so krystallisirt es in dem System des schiefen Prismas mit rechtwinkliger Basis. Beide Salze zeigen, wie zu erwarten ist, die Erscheinung der nicht deckbaren Hemiedrie.

Fügt man zu der Auflösung des linksweinsteinsauren Ammoniaks eine kleine Quantität von drehendem äpfelsaurem Ammoniak, so krystallisirt jenes, ohne von letzterem Salze etwas in sich aufzunehmen, in einer Form, die man sich entstanden denken kann aus einem Oktaëder des geraden Prismas mit rhombischer Basis. Wenn nämlich von den acht Oktaëderflächen eine obere und eine untere, die nicht parallel sind, so wachsen, dafs die übrigen sechs ganz oder doch zum gröfsten Theil verschwinden, so erhält man die in Rede stehende zweite Form des linksweinsteinsauren Ammoniaks.

Hr. PASTEUR macht darauf aufmerksam, dafs, vom theoretischen Standpunkt aus betrachtet, auf die beschriebene Weise aus dem geraden Prisma mit rhombischer Basis nicht blofs zwei, sondern vier verschiedene Formen hervorgehen, dafs also nicht eine Hemiedrie, sondern eine Tetartoëdrie vorliegen müfste.

Aus dem rechtsweinsteinsauren Ammoniak kann man auf dieselbe Art, wie bei dem linksweinsteinsauren Salze angegeben ist, Krystalle der zweiten Form erhalten; jedoch leistet hier das nicht drehende äpfelsaure Ammoniak (Berl. Ber. 1850, 51. p. 472) bessere Dienste als das drehende. Diese zweite Form des rechtsweinsteinsauren Ammoniaks ist das Spiegelbild der zweiten Form des linksweinsteinsauren Ammoniaks.

Von den vier möglichen tetartoëdrischen Formen kommen also in Wirklichkeit nur zwei vor. Die beiden übrigen hat Hr. PASTEUR vergeblich zu erhalten sich bemüht.

Die optischen Eigenschaften der zweiten Form des rechts- und linksweinsteinsauren Ammoniaks sind vom Verfasser noch nicht untersucht worden. *Kr.*

Fernere Literatur.

W. HAIDINGER. Note über gewundene Bergkrystalle. Wien. Ber. XII. 545-551; POGG. Ann. XCV. 623-626.

---

23. Physiologische Optik.

DOVE. On some stereoscopic phenomena. Athen. 1854. p. 1270-1270; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 9-10. Siehe Berl. Ber. 1850, 51. p. 505.

L. FICK. Bemerkungen zur Physiologie des Sehens. MÜLLER Arch. 1854. p. 220-225†.

Die Erklärung der wahren Ursache des Aufrechtsehens trotz des verkehrten Retinabildes ist als noch nicht gegeben zu betrachten. Hr. FICK führt die Erscheinung auf folgenden einfachen Erklärungsgrund zurück, dafs nämlich die Einpflanzung der Retinaelemente in dem Leibestheil, in welchem das Bewufstsein zu Stande kommt, oder wenn man lieber will, wo die Seele wohnt, die umgekehrte ist als in der Retina.

Ist auch anatomisch der Verlauf der Opticusfasern noch nicht nachgewiesen, so ist doch zum voraus daran nicht zu zweifeln, dafs sie in dem Mesencephalon nicht die geschlossene Einheit bilden wie in der Retina, sondern über eine viel gröfsere Fläche ausgebreitet sind und noch eine grofse Zahl anderer Nervenelemente zwischen sich haben. *Bu.*

J. Czermak. Beiträge zur Physiologie des Gesichtssinnes. Wien. Ber. XII. 322-366†.

Die Retina ist im Stande, die Undeutlichkeit der Bilder, durch Zerstreuungskreise hervorgerufen, wahrzunehmen; die Schärfe der Wahrnehmung aber ist endlich und hört mit ¼ Bogenminute auf. Aus diesem Umstande, vereint mit dem einfachsten dioptrischen Gesetze, folgt,

„dafs Dringlichkeit und Gröfse der innern Veränderungen behufs Accommodation in der Nähe viel bedeutender sind als beim Sehen in weiteren und weiteren Fernen,

dafs das Auge niemals für einen Punkt, sondern immer für eine Reihe von hinter einander liegenden Punkten, d. h. für eine Linie accommodirt ist, die Accommodationslinie im engern Sinne.

Eine graphische Darstellung des einem jeden Accommodationszustande entsprechenden, durch die endliche Schärfe der Retina einerseits, andererseits durch die optischen Gesetze bedingten Verhältnisses der Deutlichkeit einer unendlichen Reihe stetig hinter einander gelegener Objecte, heifst Accommodationslinie im weitern Sinne".

Eine gegen das Auge gerichtete dunkle Linie zeigt das Bild der Accommodationslinie im weiteren Sinne; ein Theil der Linie, entsprechend der Accommodationslinie im engeren Sinne, ist deutlich begränzt, die beiden Enden aber verwischt, und zwar das dem Auge näher liegende bedeutend stärker als das fernere.

Hr. Czermak betrachtet ferner die Wirkung punktförmiger Diaphragmen auf das Sehen. Sieht man durch ein punktförmiges Loch, so wächst die Vereinigungsweite der Lichtstrahlen; das Loch wirkt wie eine concave Brille; die Undeutlichkeit der Bilder, welche nicht in der Accommodationslinie im engeren Sinne liegen, wird sehr vermindert.

Accommodirt man für die Ferne und richtet seine Aufmerksamkeit auf ein sehr nahes Object, so erscheint dieses Object undeutlich; schiebt man ein durchstochenes Kartenblatt dazwischen, so erscheint das Object deutlich, aber lichtschwach und vergröfsert.

Kehrt man die Bedingung um, so sieht man das Object deutlich, aber verkleinert.

Bei dieser Vergröfserung und Verkleinerung ist offenbar ein subjectives Moment besonders thätig, und zwar das, dafs wir ein und dasselbe Retinabild für gröfser halten, wenn wir es in die Ferne, für kleiner, wenn wir es in die Nähe setzen.

Die Erfahrung lehrt, dafs der Accommodationszustand des Auges immer der Entfernung des Durchkreuzungspunktes der Sehaxen entspricht, so dafs eine Veränderung des Convergenzwinkels der Sehaxen auch eine Veränderung des Accommodationszustandes der Augen und umgekehrt zur Folge hat.

Dieser Verband ist jedoch kein absoluter. Volkmann sagt, die beiden Veränderungen stehen in einem causalen Verhältnifs zweiten Grades; Müller und Plateau haben selbst einen geringen Einflufs des Willens auf die Veränderungen der Accommodation gezeigt. Andere, wie Quet, Donders, haben besonders das erste durch Versuche bestätigt.

Hr. Czermak untersucht nun, ob und in wie weit bei festgehaltener Accommodation die Sehaxen vor oder hinter dem Accommodationspunkt zur Durchkreuzung zu bringen sind, und ob bei unverrückter Augenstellung der Accommodationspunkt vor oder hinter den Durchkreuzungspunkt der Sehaxen fallen kann.

Während gewöhnlich beim Doppeltsehen die beiden Bilder undeutlich sind, kann Hr. Czermak, wenn er die Lettern eines Buches als Doppelbilder über einander verschiebt, bald das eine bald das andere der Bilder deutlich sehen, somit die Kreuzungsstelle der Sehaxen hinter die Accommodationsstelle bringen.

Bei unveränderter Accommodation für die Entfernung des Gegenstandes wollte es ihm aber durchaus nicht gelingen, den Durchkreuzungspunkt der Sehaxen vor den Gegenstand fallen zu lassen.

Andere Mittheilungen, welche Hr. Czermak macht, beziehen sich auf Doppelbilder, welche beim Sehen mit beiden Augen entstehen.

Betrachtet man die parallelen Zeilen einer Druckschrift so, dafs die Gesichtsfelder beider Augen durch eine Scheidewand getrennt sind, so verschiebt sich oft ein Bild über das andere in

verticaler Richtung. Betrachtet man die obern Zeilen einer Seite so, dafs die Augen sich stark nach oben und innen wenden müssen, so bilden die beiden Bilder einen nach oben offenen stumpfen Winkel; das Umgekehrte findet bei einer Wendung nach unten und innen statt; beides aber ist der eintretenden Drehung des Augapfels zuzuschreiben.

Zum Schlusse wird das Inventar der Versuche über die blinde Stelle vermehrt, doch hauptsächlich mit noch unerledigten Fragen.

Bu.

F. Burckhardt. Ueber Binocularsehen. Verh. d. naturf. Ges. in Basel I. 123-154†.

Nach der Müller'schen Lehre von der Identität der beiden Netzhäute läfst sich die Horopterlinie, welche nach J. Müller's Definition als geometrischer Ort eines einfach gesehenen Punktes bei fester Augenstellung zu betrachten ist, construiren; und zwar besteht sie nicht blofs aus dem bekannten Kreise, sondern noch aus einer Linie, welche im Convergenzpunkt der Augenaxen senkrecht auf die Kreisebene gezogen ist.

Die Versuche mit dem Stereoskope bestätigen insgesammt die Lehre von der Identität der Netzhautflächen.

Die Combination stereoskopischer Zeichnungen gelingt nicht immer mit derselben Leichtigkeit, je nach der gröfsern oder geringern Verschiedenheit derselben; unter Umständen können sogar ganz richtig gezeichnete stereoskopische Projectionen gar nicht mit dem Stereoskop vereinigt werden, z. B. die Projectionen eines Körpers, bestehend aus zwei gleich grofsen regelmäfsigen Pyramiden, die über derselben Grundfläche stehen und deren gemeinschaftliche Axe senkrecht gegen die Augen steht. Man kann stereoskopische Projectionen auch durch Doppeltsehen combiniren, dadurch dafs man vor oder hinter dem Blatte die Augenaxen zur Durchkreuzung bringt. Für das erstere jedoch taugen blofs geometrische Figuren. Es verdiente dabei besondere Beachtung der Accommodationszustand des Auges. Es ist hiervon oben bei der Arbeit Czermak's schon die Rede. Das Resultat aber, zu welchem Referent gelangt ist, ist ein etwas allge-

meineres als das oben angeführte; denn es gelang ihm, diesen sonst so geringen Einflufs des Willens auf die Accommodation seines Augenpaares als einen so grofsen darzustellen, dafs jedes Auge, unbekümmert um seine Stellung, eben so weit hin auf einen besondern Punkt sich accommodiren kann, als es das Augenpaar vereint vermag. Die willkürlichen Veränderungen des Accommodationszustandes können wenigstens an des Verfassers Auge an den immer damit auftretenden Irisbewegungen erkannt werden.

Auch Veränderungen der Augenaxenconvergenz ohne Irisbewegungen scheinen nach eigener Willkür möglich zu sein.

Schliefslich sei unsere Ansicht über die binoculare Combination verschiedener Farben hier mitgetheilt. Es herrschen darüber zwei ziemlich unvermittelte Ansichten; einige leugnen sie, andere behaupten sie, und beide stützen sich auf beobachtete Thatsachen, an denen sich ein jeder von der Richtigkeit der einen oder andern Ansicht überzeugen kann. Sollte der Ausweg nicht darin zu finden sein, dafs die identischen Punkte der Netzhaut zwar das Vermögen haben, qualitativ verschiedene Eindrücke zu combiniren, dafs aber die Ausübung dieses Vermögens durch andere Verhältnisse (Wettstreit, subjective Farben etc.) oft gestört oder verhindert wird? *Bu.*

J. J. Oppel. Ueber den Einflufs der Beleuchtung auf die relative Lichtstärke verschiedener Farben. Jahresber. d. Frankfurt. Ver. 1853-1854. p. 44-49†.

Die Beobachtungen, welche Hr. Oppel mittheilt, sind geeignet, die Ansicht Dove's zu bestätigen (Berl. Ber. 1852. p. 329).

Wir heben als neue beachtenswerthe Beobachtung folgende hervor.

Stellt man eine hellblaue Fläche mit dem orangegelben Fleck circa 10 bis 12' weit von einer Kerzenflamme auf, so erscheint jener Fleck, aus ungefähr gleicher Entfernung betrachtet, entschieden heller, als der blaue Grund. Nähert sich nun aber das Auge allmälig der betrachteten Fläche, so tritt, wenn diese Annäherung bis auf etwa 2' gekommen, fast plötzlich eine Verdunklung des gelben Kreises ein; es ist, als ob sich ein verwaschener,

nebelartiger Fleck von dunklerer Färbung, von den Rändern des umgebenden blauen Grundes ausgehend, über die orangegelbe Scheibe zöge und sie bedeckte. Wird die Entfernung des Auges von der Fläche noch geringer, so ist der gelbe Fleck nunmehr entschieden dunkler als der blaue Grund und bleibt es auch bei einer Annäherung bis auf 1¼ Zoll. Die entsprechende, nur umgekehrte Umwandlung erleidet der blaue Fleck auf gelbem Grunde. *Bu.*

J. J. Oppel. Ueber das Phänomen der flatternden Herzen. Jahresber. d. Frankfurt. Ver. 1853-1854. p. 50-52†; Z. S. f. Naturw. V. 319-319.

Hr. Oppel sucht die Erklärung der flatternden Herzen nicht blofs wie Dove (Berl. Ber. 1852. p. 330) darin, dafs das Auge verschieden gefärbte Flächen in verschiedene Entfernungen setzt, und mit verschiedener Winkelgeschwindigkeit bewegt glaubt, sondern besonders auch in den entstehenden subjectiven Spectren, welche, als Schatten der Flächen betrachtet, ein scheinbares Hervortreten der Figur unter bestimmter Neigung hervorbringen.

Bu.

J. J. Oppel. Ueber die Entstehung des Glanzes bei zweifarbigen, insbesondere bei schwarzen und weifsen stereoskopischen Bildern. Jahresber. d. Frankfurt. Ver. 1853-1854. p. 52-55†.

Es ist im Berl. Ber. 1852. p. 330 mitgetheilt, dafs Dove durch stereoskopische Combination verschiedener Farben glänzende Flächen erhält. Die Beobachtung ist seither von vielen nachgemacht und auch besprochen werden.

Hr. Oppel bestätigt die Beobachtung, giebt aber die Erklärung folgendermafsen.

„Fragen wir uns zum Zweck einer Erklärung des genannten Phänomens: in welchen Fällen kommt es denn normalmäfsig vor, dafs eine und dieselbe Fläche eines gesehenen Körpers von dem linken Auge weifs, von dem rechten schwarz (oder überhaupt in

viel dunklerer Färbung) erblickt wird? — und die Antwort scheint mir nicht fern zu liegen. Es kommt dies regelmäfsig nur bei blanken, d. h. spiegelnden Flächen vor. — Aus der auffallenden Verschiedenheit des Reflexes erkennt mein Auge die Fläche als eine spiegelnde, leitet mein Verstand das Urtheil ab, die Fläche glänzt."

Wir müssen dieser Erklärung ein weiter unten zu berührendes Factum entgegen halten, dafs es zur Wahrnehmung des Glanzes durchaus keiner binocularen Combination bedarf.

Bu.

F. Burckhardt. Zur Irradiation. Verh. d. naturf. Ges. in Basel I. 154-157†.

Referent hat, seitdem er diese Mittheilung gemacht, den Gegenstand weiter ausgeführt und wird im nächsten Jahre über die vollständigere Arbeit berichten. Hier sei nur erlaubt zu bemerken, dafs er nicht umhin kann, sämmtliche Irradiationserscheinungen, und Erscheinungen hervorgerufen durch mangelhafte Accommodation, für identisch zu halten.

Nachstehende Beobachtung scheint mir geeignet zu sein, die oben angegebene Erklärung des Glanzes von Oppel zu widerlegen.

Statt Weifs und Schwarz im Stereoskop zu combiniren, kann es das Auge auch durch Irradiation, das kurzsichtige in der Ferne, das fernsichtige in der Nähe. Und so erscheinen mir und andern wollene Zeuge, welche so weifs und schwarz gestreift sind, dafs das Schwarze vorherrscht, vollständig glänzend, durchaus in Seidenglanz. Seidenfabricanten müssen das schon längst wissen; denn sie lieben es, durch dieses Mittel den Glanz der Seide zu erhöhen. *Bu.*

W. Scoresby. An inquiry into some of the circumstances and principles which regulate the production of pictures on the retina of the human eye, with their measure and endurance, their colours and changes. Phil. Mag. (4) VII. 218-221*; Inst. 1854. p. 154-156†; Proc. of Roy. Soc. VI. 380-383. — Part II. Proc. of Roy. Soc. VII. 117-122; Phil. Mag. (4) VIII. 544-548*; Athen. 1854. p. 1272-1272; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 12-13.

Hr. Scoresby beschäftigt sich mit einigen subjectiven Gesichtserscheinungen, und zwar zunächst mit solchen, welche unter dem Einflufs einer schwachen Beleuchtung hervorgerufen werden. Von eigentlich neuen Thatsachen wissen wir nichts aufzuführen aufser der einen, dafs das Auge des Verfassers wieder einen neuen Beleg dafür giebt, wie weit man es in der Wahrnehmung subjectiver Gesichtserscheinungen bringen kann. Die einzelnen Combinationen von Versuchen, welche der Verfasser macht, sind eher etwas spielender Natur, und ganz so beschaffen, dafs man allen Respect vor der Empfindlichkeit dieser Netzhaut haben mufs. *Bu.*

J. P. Depigny. Nouvelles expériences sur la vision, suivies d'un essai de discussion basé sur les principes de l'optique. Arch. d. sc. phys. XXVI. 166-172†.

Hr. Depigny erzählt die Beobachtung eines Individuums, welches einen sehr deutlichen Hof um Kerzenflammen wahrnahm (vergl. Berl. Ber. 1850, 51. p. 512, 1853. p. 303). Der im genannten Falle beobachtete Gesichtswinkel, welcher den Hof umfafst, soll 7° 40′ betragen und ganz constant sein. Als Farbenfolge wird genau die des Regenbogens genannt, was wohl mit einem Fragezeichen aufgenommen werden mufs. *Bu.*

J. Gut. Ueber Doppeltsehen mit e i n e m Auge. Henle u. Pfeufer (2) IV. 395-400†.

Im Wesentlichen beschränkt sich der Verfasser darauf, die Behauptungen Stellwag's, über welche wir auch schon im Berl. Ber. 1852. p. 318 gesprochen haben, zu widerlegen. *Bu.*

A. Fick. Das Mehrfachsehen mit einem Auge. Henle u. Pfeufer (2) V. 277-285†.

Der Zustand des Auges, welcher mit dem Namen Diplopia monophthalmica bezeichnet wird, rührt nur von Discontinuität der Zerstreuungskreise her. Der Name Doppeltsehen, der ein höchst mifslungener ist, hat zu manchen Mifsverständnissen und theilweise auch zu unrichtigen Erklärungen Anlafs gegeben. Man hat auch das Auftreten dieses Mehrfachsehens für einen krankhaften Zustand des Auges angesehen. Hr. Fick zeigt, dafs die Annahme partieller Hornhauttrübungen nicht hinreicht, die Erscheinung zu erklären, sondern dafs sie darauf zurückgeführt werden mufs, dafs an gewissen Stellen der Cornea Oeltröpfchen sich befinden, welche das Licht anders brechen als die Augenmedien, und welche mehrere oder viele Brennpunkte hervorbringen. Directe Versuche mit einer Camera obscura, auf deren Linse Oeltröpfchen angebracht sind, bestätigen die gegebene Erklärung. Das Mehrfachsehen tritt dann am stärksten und deutlichsten auf, wenn die Gränze zwischen Hell und Dunkel beobachtet wird.

Bu.

A. Cramer. Physiologische Abhandlung über das Accommodationsvermögen der Augen, übersetzt von Doden. (Gekrönte Preisschrift.) Bern 1855†; Fechner C. Bl. 1854. p. 121-131†, p. 134-134†, p. 156-160†; Natuurk. Verhandel. van de Holl. Maatsch. d. Wet. te Haarlem VIII. 60, 88.

Hr. Cramer hat in der vorliegenden Schrift seine Beobachtungen über das Accommodationsvermögen niedergelegt. Aus dem reichlichen vorhandenen Material können wir nur das Hauptsächlichste herausheben und verweisen den, der sich besonders dafür interessirt, auf die eben so streng wissenschaftlich gehaltene als elegante Untersuchung.

Man ist gegenwärtig darüber einverstanden, dafs die Accommodation auf Veränderungen im Auge beruht, und ihre Erklärung nicht finden kann in irgend einer eigenthümlichen Fähigkeit der Augenmedien, alle convergenten, parallelen und divergenten Strahlen in einem Focus zu vereinigen (Haldat, Adda); allein

die Art und Weise, wie diese Veränderungen vor sich gehen und welcher Art dieselben sind, ist bis jetzt noch nicht ganz festgestellt.

Welche Veränderungen sind bei verschiedenen Accommodationszuständen wahrzunehmen?

Einen besonderen Werth setzt Hr. Cramer, wie auch Helmholtz und andere in die Sanson'sche Probe, bei welcher die auf Cornea, Vorder- und Hinterfläche der Linse entstehenden Bildchen einer Kerzenflamme beobachtet werden. Wenn bei der Accommodation in Nähe oder Ferne sich die relativen Entfernungen der Bildchen verändern, so kann man mit Sicherheit auf eine entsprechende Formveränderung der bildmachenden Fläche schliefsen.

In der That nun wird die Entfernung der beiden Linsenbildchen für Accommodation in die Nähe gröfser, was sich unter günstigen Umständen selbst mit unbewaffnetem Auge wahrnehmen läfst.

Um aber genauere Messungen anstellen zu können, hat Hr. Cramer einen Apparat construirt, in welchem auf passende und feste Weise das Licht, das Mikroskop und das zu beobachtende Fadenkreuz mit einander verbunden sind, und zugleich durch eine conische an drei Stellen durchbrochene Röhre, die genau an den Orbitalrand des Auges angelegt werden kann, alles fremde Licht abgehalten wird. Zur Untersuchung eignen sich besonders Augen mit normalem Sehvermögen.

Da sich bei Veränderungen der Accommodation nur die Lage des vordern Linsenbildchens verändert, so liegt der Schlufs nahe, dafs nur die Vorderfläche der Linse eine Gestaltveränderung erleide.

Für Accommodation in die Nähe wölbt sich nach dem Zeugnifs verschiedener Beobachter die Iris zugleich nach vorn.

Einige Autoren wollen Corneakrümmungsveränderungen beobachtet, ja gemessen haben. Veränderungen des Lichtbildchens treten aber keine auf.

Der Grund der stärkern Linsenkrümmung ist in den contractilen Theilen des innern Auges zu suchen. Dies beweist schon die Fernsichtigkeit bei Belladonnaeinträuflung, wo selbst bei

Verhalten einer durchbrochenen Platte Fernsichtigkeit stattfindet. Dafs die Accommodation durch die innerhalb des Auges gelegenen Muskeln, nicht durch die äufsern Augenmuskeln bewirkt werde, stützt Hr. Cramer dadurch, dafs er durch ein Auge einen elektrischen Strom leitete und unter dem Mikroskop Formveränderungen eintreten sah.

(Seehundsaugen eignen sich deswegen besonders zu Beobachtungen, weil dieses Thier unter dem Wasser, wie in der Luft deutlich sieht.)

Nach Hrn. Cramer's Ansicht ruht die Iris unmittelbar auf den Processus ciliares, der Zonula Zinnii und Linse (Capsula lentis anterior) und wird durch sie nach vorn gedrängt, weswegen keine eigentliche hintere Augenkammer existirt.

Die Linsenfasern und die Zonula Zinnii sind nicht contractil, hingegen die Iris. Die Formveränderungen müssen also durch Contraction derselben hervorgebracht werden.

Hr. Cramer läfst daher die Accommodation auf folgende Weise entstehen.

In der Ruhe ist das Auge auf die Ferne eingerichtet. Bei der Contraction sämmtlicher im Auge gelegener Muskelfasern mufs auf sämmtliche innerhalb der Irisconcavität gelegene Theile ein Druck ausgeübt werden. Diefs wird besonders noch dadurch unterstützt, dafs, wie Donders nachweist, der Musculus tensor chorioideae (nach ihm Brückianus), der seinen Ursprung an den von der Membrana Descemeti zur Iris übergehenden Fasern nimmt und sich nach hinten ins Stroma der Chorioidea inserirt, bei seiner Contraction den Insertionspunkt der Iris nach hinten verrückt. Der Irisdruck findet bei erweiterter Pupille auf die Processus ciliares statt und wird von da durch den Canalis Petiti fortgeleitet; bei engerer Pupille findet der Druck direct auf die Linse selbst statt. Eine Formveränderung der letztren wird durch ihre Weichheit begünstigt; die Rückkehr in die normale Form geschieht auf rein physikalischem Wege durch die Elasticität der Linsenkapsel.

Kann man auch nicht in allen Theilen mit dem Verfasser übereinstimmen, wie z. B. mit der Meinung, dafs eine Formveränderung der Vorderfläche der Linse ohne Formveränderung

der Hinterfläche denkbar ist, so kann man doch nicht umhin, ihm für die gehaltreiche Arbeit den besten Dank zu sagen.

Bu.

A. v. Graefe. Ueber Doppeltsehen nach Schieloperationen und Incongruenz der Netzhäute. Arch. f. Ophthalm. I. 1. p. 82-120†.

Nach Hrn. v. Graefe ist die Behauptung, daſs das schielende Auge beim gewöhnlichen Sehen unthätig sei, respective daſs die Bilder desselben im gewöhnlichen Sehacte nicht wahrgenommen werden, nicht allgemein richtig. Es läſst sich eine seitliche Erweiterung des Gesichtsfeldes, vermittelt durch das schielende Auge, nachweisen. Der Grad der Erweiterung hängt von der Richtung des schielenden Auges ab. Ferner ist die Gesichtsschärfe des gesunden Auges gröſser, wenn das andere geöffnet, als wenn es geschlossen ist. Es geht daraus hervor, daſs das schielende Auge nicht unbedingt unthätig ist, sondern durch die über den ganzen Umfang der Netzhaut ausgedehnte qualitative Lichtempfindung zur Erregung des optischen Apparates und durch seitliche qualitative Wahrnehmungen zur Vergröſserung des Gesichtsfeldes beiträgt.

Hr. v. Graefe führt mehrere Fälle an, wo nach vorangegangener Operation Widersprüche zwischen den Verhältnissen der Diplopie und der Sehaxenstellung beobachtet wurden, und zwar entweder, weil durch langjähriges Schielen die Form des Bulbus etwas verändert war, was sich eben mit der Zeit wieder normalisiren kann, oder wegen Incongruenz der Netzhäute, oder aus dermalen noch dunklen Gründen, welche aber wohl mit der Incongruenz verwandt sein mögen. *Bu.*

W. Zehender. Ueber die Beleuchtung des innern Auges, mit specieller Berücksichtigung eines nach eigener Angabe construirten Augenspiegels. Arch. f. Ophthalm I. 1. p. 121-167†.

Hr. Zehender zählt die verschiedenen Augenspiegel auf, betrachtet dieselben in Bezug auf Construction, Vorzüge und Män-

gel und giebt eine Beschreibung des eigenen Augenspiegels, die ich mit des Verfassers Worten folgen lasse.

„Das Instrument besteht aus einem kleinen Convexspiegel (von Metall), der von einer kurzen Handhabe getragen wird, und hat zwei seitliche bewegliche Arme, von denen der eine die convexe Beleuchtungslinse trägt, während der andere dazu bestimmt ist, diejenigen Linsen aufzunehmen, deren man sich zum Durchsehen bedienen will. Die Handhabe ist durch ein kurzes Gewinde so angebracht, dafs man sie an zwei entgegengesetzten Punkten des Spiegelrandes einschrauben kann, so dafs die Beleuchtungslinse beliebig auf die rechte oder auf die linke Seite gebracht werden kann.

Für die Wölbung des Spiegels wähle ich gewöhnlich einen Krümmungshalbmesser von 6 Zoll und für die Linse eine Brennweite von 3 Zoll."

Die Vorzüge, welche der Erfinder in diesem Instrumente vereinigt findet, mögen auf dem Prüfstein der Erfahrung als reell erfunden werden! *Bu.*

H. van Wyngaarden. Ueber die Anwendung der von Donders erfundenen stenopäischen Brillen zur Verbesserung des Sehvermögens bei Trübungen der Hornhaut. Arch. f. Ophthalm. I. 1. p. 251-282†.

Man kennt bisher kein Mittel, welches auf sichere Weise Hornhauttrübungen beseitigen könnte, besonders wenn sie als Resultat krankhafter Zustände des Auges zurückbleiben.

Durch die Trübungen aber wird das Licht im Auge zerstreut, und verwischt die durch die gesunden Stellen der Cornea erzeugten Bilder. Um nun dieses zerstreute Licht zu beseitigen, hat Donders eine Brille construirt, welche aus zwei Augendeckeln besteht, die vorne eine ganz kleine Oeffnung haben, und die dem Auge möglichst nahe gebracht werden können. Er heifst diese Vorrichtung „stenopäische Brille". Leute, welche vorher kaum und jedenfalls nur mit Anstrengung den gröbsten Druck haben lesen können, sind mit diesen Brillen im Stande, stundenlang ohne Ermüdung selbst den kleinsten Druck zu lesen.

Hr. van Wyngaarden berichtet über einige Fälle der Art, bei denen ein wirklich überraschender Erfolg erzielt worden ist.

Bu.

R. Ulrich. Beschreibung eines neuen Augenspiegels. Henle u. Pfeufer (2) IV. 175-181†.

Der Augenspiegel des Hrn. Ulrich besteht im Wesentlichen aus Folgendem.

Zwei Röhren, innen geschwärzt, sind unter einem Winkel von etwa 40° mit einander verbunden und so beschaffen, dafs das durch die eine Röhre, die Lichtröhre, hineinfallende Licht von einem durchbrochenen Hohlspiegel durch die andere Röhre hinausreflectirt wird und in das Auge gelangt; ein einfaches verschiebbares Linsensystem vereinigt die Strahlen nach Bedürfnifs.

Bu.

Meyerstein. Beschreibung eines neuen Augenspiegels. Henle u. Pfeufer (2) IV. 310-313†.

Hr. Meyerstein giebt an, dafs sein Augenspiegel, von welchem Ulrich einiges entlehnt hat, nach Art eines Mikroskopes ausgeführt sei, zu welchem die Krystalllinse als Objectivlinse dient, dafs man zu jeder Tageszeit mit gleich gutem Erfolge mit demselben beobachten könne und dafs mit dem Augenspiegel selbst die Lichtquelle verbunden sei.

Das zu beobachtende Auge wie das beobachtende selbst werden von einer anschliefsenden Kapsel gegen fremdes Licht geschützt. Die reflectirende Fläche ist unter 45° gegen die Axe des Instrumentes geneigt und in einem viereckigen Kasten eingeschlossen. Statt der Kapsel vor dem beobachtenden Auge kann auch ein Linsensystem so angebracht werden, dafs es als Fernrohr zur Beobachtung des Augengrundes dient oder irgend eines Theiles des inneren Auges. *Bu.*

A. Fick. Die Bewegungen des menschlichen Augapfels. Henle u. Pfeufer (2) IV. 101-128†, V. 331-335; Fechner C. Bl. 1854. p. 292-294†.

Die Muskelmechanik zerfällt in eine Statik und Dynamik (ohne jedoch die Geschwindigkeit mit in Rechnung zu bringen).

Als statisches Hauptproblem stellt Hr. Fick auf die Beantwortung der Frage: Wenn ein gewisser Druck in einem gewissen Sinne von einem beweglichen Theile ausgeführt werden soll, welche daran angebrachte Muskeln müssen sich contrahiren und mit welchen Kräften? Das Grundproblem der Dynamik läfst sich auf das statische zurückführen. Es handelt sich nämlich darum, bei einer wirklich ausgeführten Bewegung eines Körpertheils anzugeben, welche Muskeln in jedem Momente der Bewegung thätig sein müssen und mit welchen Kräften.

Diese Fragen werden an der einfachen Muskelgruppe der sechs Augenmuskeln verfolgt.

Die Resultanten der in den Muskeln wirkenden Kräfte werden jedesmal als durch Ursprungs- und Ansatzstelle gehend genommen, der Augapfel als Kugel betrachtet. An einem auf passende Weise herauspräparirten Auge wurden durch Messung die Coordinaten der sechs Muskelursprünge und Ansätze, die des Corneascheitels und der Eintrittsstelle des Sehnerven bestimmt.

Das Schema ist also eine um einen bestimmten Punkt drehbare Kugel, an welcher an sechs Punkten sechs Zugkräfte angebracht sind, die immer nach sechs anderen bestimmten Punkten hingerichtet sind. Die Unbeweglichkeit des Drehungspunktes ist wohl durch seine Lage gegeben. Es fallen also drei im Auge fest gedachte, senkrechte Axen mit den drei im Raum festen Coordinatenaxen zusammen; jede andere Stellung wird fest angegeben, indem man die neun Winkel bestimmt, welche die festen Axen mit den beweglichen bilden.

Da die Ursprünge der Muskeln fest sind, so kann man für jede Lage des Augapfels die Lage des Muskels angeben, indem er immer in der kürzesten Linie ausgespannt ist.

Die mathematische Entwicklung giebt, dafs jede Lage des Augapfels auf unendlich viele Weisen kann bewerkstelligt werden; es läfst sich aber mit Bestimmtheit annehmen und mit

Gründen belegen, dafs sie mit der geringsten Gesammtanstrengung geschieht.

Die allgemeinen Sätze werden auf zwei specielle Fälle angewendet, auf die sogenannte Raddrehung des Auges und die Drehung des vorderen Endes der Sehaxe nach hinten.

Zur Hervorbringung der erstern genügt die Mitwirkung von einem Rectus nicht. Es sind wahrscheinlich folgende Kraftanstrengungen nöthig, wobei als Einheit angenommen wird diejenige Kraft, welche, in tangentialer Richtung und entgegengesetztem Sinne am Aequator des Augapfels wirksam, das Drehungsbestreben im Gleichgewicht halten würde: obl. sup. = 0,920, obl. inf. = 0, rect. sup. = 0,497, rect. inf. = 0, rect. ext. = 0,256, rect. int. = 0.

Beim zweiten Falle wirkt der obl. sup. mit, indessen könnte die Bewegung ohne Mitwirkung des rect. int. geschehen. Für diese Bewegungen geben sich aber bei kleinstmöglicher Anstrengung rect. sup. = 0, rect. inf. = 0,034, rect. ext. = 0, rect. int. = 0,990, obl. sup. = 0,112, obl. inf. = 0. *Bu.*

H. Emsmann. Ueber die Dauer des Lichteindruckes. Pogg. Ann. XCI. 611-618†; Inst. 1854. p. 276-276†; Z. S. f. Naturw. III. 393-394.

Von verschiedenen Physikern ist die Dauer des Lichteindruckes bestimmt worden, am genauesten von Plateau, der jedoch selbst die Unvollständigkeit seiner Beobachtungen angiebt. Mittelst eines besonders eingerichteten Räderwerks, dem man eine leicht zu controllirende Bewegung ertheilte, gelang es Hrn. Emsmann, einläfsliche und genaue Versuche anzustellen. Sie wurden gemacht bei Tage, sowohl bei bewölktem, als ganz heiterm Himmel, im letzten Falle sowohl im direct auffallenden als nicht auffallenden Sonnenlicht, und bei Nacht beim Lampenlicht. Wird die Dauer des Lichteindruckes in Secunden angegeben, so erhält man folgende Reihe:

Bei Tage.

Dunkelblau .	0,29	Weifs . . .	0,25
Gelb . . .	0,27	Roth . . .	0,24
Mittelgrün .	0,26	Mittelblau .	0,22
Dunkelgrün .	0,26		

Bei Lampenlicht.

Dunkelblau .	0,35	Roth . . .	0,29
Dunkelgrün .	0,35	Mittelgrün .	0,26
Gelb . . .	0,31	Mittelblau .	0,26
Weifs . . .	0,30		

Die Reihenfolge ist demnach Gelb, Weifs, Roth, Blau. Nimmt man statt glänzender Papierstreifen matte, so werden die Zahlen etwas kleiner; bedient man sich statt eines schwarzsammtnen Hintergrundes eines weifsen, so erhält man für alle Farben dieselbe Dauer, nämlich die des Weifsen.

Wenn man eine kreisförmige Papierscheibe in 24 gleiche Sectoren theilt, wovon je 12 gefärbt, die anderen weifs sind, so ist eine gewisse Umdrehungsgeschwindigkeit nöthig, um eine gleichförmige Farbe zu erhalten.

Hr. Emsmann's Resultate ergeben darüber folgende Zahlen in Secunden:

Weifs	Gelb	Roth	Mittelblau
0,55	0,58	0,62	0,72.

Bu.

W. Haidinger. Dauer des Eindrucks der Polarisationsbüschel auf der Netzhaut. Wien. Ber. XII. 678-680†; Pogg. Ann. XCIII. 318-320†; Z. S. f. Naturw. IV. 225-226.

Hr. Haidinger sagt über den vorübergehenden Charakter der Polarisationsbüschel, über welchen bisher keine Versuche angestellt worden sind, Folgendes.

„Ich nahm eine der Axe parallel geschnittene Turmalinplatte. Ich hielt sie fest vor das Auge, so lange bis der Eintritt des zuerst wahrgenommenen Büschels verschwunden war. Sodann drehte ich sie in ihrer eignen Ebene um 90° herum, das Auge beständig auf denselben Punkt gerichtet. Nun war ein lebhaft gefärbter Büschel natürlich in senkrechter Richtung auf den vorhergehenden zu sehen. — Der lebhafte erste Eindruck schien nie länger als 4 Secunden zu dauern; bei 12 Secunden war die Lebhaftigkeit schon gering, der Eindruck auf das Auge nur schwach; bei 20 Secunden konnte ich nicht die geringste Spur einer Verschiedenheit von dem umgebenden Felde erkennen." — Auch

andere Beobachtungen gaben dieselben Zeitbestimmungen, obgleich dieselben noch durchaus nicht auf Genauigkeit Anspruch machen. *Bu.*

W. Haidinger. Beitrag zur Erklärung der Farben der Polarisationsbüschel durch Beugung. Wien. Ber. XII. 3-9; Pogg. Ann. XCI. 591-601†.

— — Einige neuere Ansichten über die Natur der Polarisationsbüschel. Wien. Ber. XII. 758-765; Pogg. Ann. XCVI. 314-322†.

Stokes. Ueber das optische Schachbrettmuster. Wien. Ber. XII. 670-677†; Pogg. Ann. XCVI. 305-313*.

Indem wir wieder über einige Mittheilungen des Hrn. Haidinger betreffend die Polarisationsbüschel berichten, können wir nicht umhin, offen zu bekennen, dafs wir nicht immer dem Gedankengange des Verfassers zu folgen vermögen und dafs es uns scheint, als ob demselben oft heterogene Dinge, wie farbige Dispersion und Beugungs- und Polarisationsfarben durch einander gehen.

Verschiedene zum Theil neue Untersuchungen über das Auslöschen eines linear polarisirten Lichtstrahles beim Durchgange durch eine das Licht in senkrechter Richtung auf die vorige polarisirende Platte, und das Drehen des Büschels durch eine in zwei senkrecht auf einander stehenden Richtungen polarisirende Platte, bewegen Hrn. Haidinger anzunehmen, dafs es Beugungssäume sind, welche die Farben der Büschel hervorbringen.

Für eine den Büscheln ähnliche Beugungserscheinung hatte früher Hr. Haidinger auch die Erscheinung beim sogenannten Interferenzschachbrettmuster, das nunmehr wegen Mangels von Interferenz in ein optisches Schachbrettmuster umgetauft worden ist, gehalten (Berl. Ber. 1850, 51. p. 493).

In einem Schreiben an Hrn. Haidinger setzt Hr. Stokes seine Ansicht über das Schachbrettmuster aus einander und führt die ganze Erscheinung auf chromatische Aberration zurück. Die Auseinandersetzungen sind so einfach, dafs wir sie hier nicht zu wiederholen brauchen. Hr. Stokes ist überdiefs mit keiner bisher gegebenen Erklärungsart der Büschel zufrieden und verspricht

bald den Gegenstand eingehender zu behandeln. Hr. Schröttek sucht die Erklärung — man sollte es nicht glauben — in der durch den Augenmuskeldruck hervorgebrachten Doppelbrechung des Glaskörpers; er bezieht sich dabei auf die oben berührte Ansicht Stellwag's über die Diplopie.

Bei der Prüfung der verschiedenen Ansichten begründet Hr. Haidinger seine nunmehrige Ansicht über die Natur der Polarisationsbüschel und bekennt sich nun dazu, dafs sie auf dem sehr einfachen Principe der farbigen Dispersion, veranlafst durch Nichtachromasie des Auges, beruhen, eine Ansicht, welcher man wohl nur mit allem Vorbehalt beistimmen könnte. *Bu.*

J. Duboscq. Stéréoscope cosmoramique ou optique stéréoscopique. Cosmos IV. 33-35†.

Nach dem Referate am gegebenen Orte besteht diese neue Einrichtung im Wesentlichen aus einem etwas vollkommenen Guckkasten, mit welchem statt gewöhnlicher Bilder, zwei stereoskopische Bilder betrachtet werden; die Wirkung soll überraschend sein. *Bu.*

Claudet. Théorie des images stéréoscopiques. Cosmos IV. 65-67†.

— — Angle stéréoscopique. Cosmos IV. 147-147†.

Hr. Claudet antwortet auf eine Bemerkung von Gaudin, betreffend den Winkel, unter welchem man die beiden stereoskopischen Projectionen aufnehmen mufs, damit dieselben vereint ein gutes entsprechendes Relief geben und somit die verlangte Wirkung hervorbringen. Er behauptet, dafs man kein festes Gesetz aufstellen könne, sondern dafs der Winkel von der gröfsern oder geringern Entfernung des Gegenstandes abhänge, und nicht stets, wie Gaudin meint, so grofs sein müsse als der Winkel, den die Augen beim Betrachten des Gegenstandes bilden.

Als besonderen Beweis seiner Ansicht führt Hr. Claudet folgenden allerdings genügenden Versuch an. Er nahm eine Büste unter Winkeln von 2, 4, 6, 8, 10, 12 Graden auf, und er-

hielt bei der Combination der ersten ein vertieftes Bild, während die andern alle, auch das unter 12° aufgenommene, das Relief hervortreten machten.

Wir glauben, dafs hier viel auf das beobachtende Auge ankommt; denn warum gerade ein vertieftes Bild erscheinen soll, sehen wir nicht ein; der eine sieht ein Relief hervortreten, wo dem andern noch alles in der Ebene liegt. *Bu.*

W. Rollmann. Neue stereoskopische Methoden. Z. S. f. Naturw. III. 97-98†.

— — Zusammenstellung der bekannten stereoskopischen Methoden. Z. S. f. Naturw. III. 99-100†.

G. Knight. On a stereoscopic cosmoramic lens. Athen. 1854. p. 1241-1242†; Cosmos V. 240-240†; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 70-70*.

Invention du stéréoscope par réfraction. Cosmos V. 241-241†.

Die erste von Hrn. Rollmann mitgetheilte stereoskopische Methode ist im Berl. Ber. 1853. p. 300 unten beschrieben; die zweite unterscheidet sich von der ersten dadurch, dafs die farbigen Linien durch Gypsstreifen mit Hülfe von zwei Polarisationsapparaten hervorgebracht werden sollen. Die praktische Ausführung derselben wird indefs vom Verfasser für vielleicht nicht möglich gehalten.

Das Stereoskop des Hrn. Knight unterscheidet sich nicht wesentlich von dem gewöhnlichen, dessen Gläser aus den beiden Hälften einer einzigen Linse geschnitten sind.

In der letzten oben genannten Notiz wird die Erfindung des Refractionsstereoskops Hrn. Wheatstone zugeschrieben. *Kr.*

A. Smee. Sur la perspective binoculaire. Cosmos V. 512-513†.

Hr. Smee meint, wenn man z. B. eine Landschaft mit beiden Augen sähe, und dann ein Gemälde entwürfe, welches eine Superposition der Ansicht der Landschaft für das rechte und der Ansicht der Landschaft für das linke Auge wäre, dafs alsdann dieses Gemälde, mit beiden Augen gesehen, ganz denselben

Eindruck hervorbringen müfste wie die Landschaft selbst, mit beiden Augen gesehen. *Kr.*

G. Wilson. On the total invisibility of red to certain colourblind eyes. Proc. of Edinb. Soc. III. 226-227†.

Hr. Wilson hat häufig beobachtet, dafs Personen Roth von Schwarz nicht zu unterscheiden wufsten. Er meint, dafs z. B. die Verwechselung von Scharlachroth mit Grün auf demselben Grunde beruhe wie die Verwechselung von Roth mit Schwarz. Denn statt Scharlach, d. h. statt der Mischfarbe von Gelb und Roth, sähen diese Personen die Mischfarbe von Gelb und Schwarz, und diese sei Grün. *Kr.*

Eichmann. Mangelndes Unterscheidungsvermögen für Farben. Fechner C. Bl. 1854. p. 294-295†; Medic. Z. S. d. Ver. f. Heilk. in Preufsen 1853. p. 224.

Hr. Eichmann berichtet über drei Fälle der häufig vorkommenden Anomalie in Betreff des Unterscheidungsvermögens der Farben.

Das erste der beobachteten Individuen soll gar keine Farbe, dagegen räumliche Verhältnisse sehr genau wahrgenommen haben. Durch zoomagnetische Einwirkung eines jungen Arztes wurde es geheilt!

Einem andern fehlte die Wahrnehmung der blauen Farbe, aber das durch Krankheit entstandene Uebel schwand bald wieder. Der Dritte nahm das Rothe nicht wahr, wurde aber durch Anwendung innerer Mittel curirt.

Einläfsliche Beobachtungsreihen sind, so viel mitgetheilt, vom Verfasser nicht angestellt worden. *Bu.*

Mayer. Einflufs des Lichtes auf die Bewegungen der Iris. Fechner C. Bl. 1854. p. 478-480†; Bonplandia 1853. No. 22. p. 229-230.

Nach frühern Versuchen von Budge und Reinhardt hat man erfahren, dafs das Licht einen directen Einflufs auf die Be-

wegungen der Iris ausübt. Hr. Mayer bestätigte und erweiterte frühere Versuche. Während am Auge des Frosches nach Zerstörung des Sehnerven keine deutlichen Bewegungen mehr wahrnehmbar waren, konnte man dieselben beim Auge des Aales auch dann noch nachweisen, wenn der Sehnerv, ein Theil der Retina und Chorioidea weggeschnitten war; selbst wenn man nun die vorderen Theile des Augapfels wegschnitt, zeigte sich noch eine geringe Wirkung des Lichtes auf die Iris. Die Gröfse der Veränderungen nimmt allmälig ab. *Bu.*

A. Müller. Verhalten der Pupille am Hunde bei der Accommodation in der Nähe. Arch. f. Ophthalm. I. 1. p. 440-440†.

Bei Hunden erweitert sich die Pupille während des Sehens in die Nähe und verengt sich beim Sehen in die Entfernung. Als Gesichtsobject kann ein Stück Fleisch angewendet werden.

Kr.

A. Burow. Der gelbe Fleck im eignen Auge. Müller Arch. 1854. p. 166-169†.

Hr. Burow theilt die interessante Thatsache mit, dafs man den gelben Fleck auf eben dieselbe Weise wahrnehmen kann wie das Gefäfsnetz der Aderhaut, und dafs sich die Gröfse desselben durch Messung bestimmen läfst; im eignen Auge findet Hr. Burow auf eine Länge von 0,66‴ eine Höhe von 0,47‴.

Bu.

Bergmann. Zur Kenntnifs des gelben Fleckes der Netzhaut. Henle u. Pfeufer (2) 245-252†.

Hr. Bergmann theilt einige Notizen, die Retina betreffend, mit; er vindicirt der Stabschicht neben der Lichtempfindung auch noch die früher ihr zugemessene Eigenschaft, als katoptrischer Apparat zu wirken.

Ferner betrachtet er genauer diejenigen Theile der Netzhaut, welche in der Nähe des Poles sich befinden. Die Fovea centralis inmitten des am schärfsten sehenden Theils der Netzhaut ist natürlich kein blinder Fleck; sie hat vielmehr als ein frei gelegener und eigenthümlich gebildeter Theil eine nicht geringe Präsumption für sich, ganz besonders begünstigt zu sein. Jedenfalls können nur solche Netzhautelemente, welche hier nicht fehlen, als percipirende in Frage kommen. Die Ganglienkörperschicht aber setzt sich nicht über die Haube fort, während die beiden Körnerschichten sammt der Zwischenkörnerschicht ungestört, aber verdünnt, fortlaufen, so daſs sich die Gewiſsheit aufdrängt, daſs die Ganglienkörper nicht die percipirenden Netzhautelemente sind.

Bu.

Fernere Literatur.

L. L. Vallée. Mémoires sur la vision. I. Sur la figure mathématique des surfaces réfringentes de l'oeil et de leurs dispositions les unes par rapport aux autres. II. Sur les fonctions de la cornée, principalement considérées dans les rapports de cette membrane avec un théorème nouveau, déduit des lois de la réfraction, et sur les images réfléchies et réfractées. Mém. d. sav. étr. XII. 204-264.

A. v. Graefe. Beiträge zur Physiologie und Pathologie der schiefen Augenmuskeln. Arch. f. Ophthalm. I. 1. p. 1-81.

— — Vorbemerkungen zu nachfolgendem Aufsatz. Arch. f. Ophthalm. I. 1. p. 466-470.

G. Kessler. Zur Beantwortung der Frage, warum die brechbarsten Strahlen des Sonnenlichtes die Empfindung des Leuchtenden nicht erregen. Arch. f. Ophthalm. I. 1. p. 470-479.

24. Chemische Wirkungen des Lichtes.

Literatur.

Lerebours et Secretan. Objectif offrant une parfaite coïncidence du foyer chimique et du foyer apparent pour la plaque daguerrienne, mais non pour le collodion. C. R. XXXVIII. 789-790; Cosmos IV. 509-509.

J. B. Reade. On some early experiments in photography. Phil. Mag. (4) VII. 326-331; Cosmos IV. 664-665.

T. v. Martius. Versuche über den Einfluſs der verschiedenen farbigen Lichtstrahlen auf Pflanzen. Fechner C. Bl. 1854. p. 377-380; Flora 1854. p. 57-60.

J. J. Pohl. Beobachtung zufällig entstandener Moser'scher Lichtbilder. Wien. Ber. XII. 94-96; Z. S. f. Naturw. V. 52-53.

T. Woods. On the probable nature of the sun's body and on a new process for rendering collodion more sensitive. Phil. Mag. (4) VIII. 24-27, 213-213; Cosmos V. 241-242; Arch. d. sc. phys. XXVI. 357-359; Dingler J. CXXXIV. 126-128; Liebig Ann. XCII. 221-223.

E. Becquerel. Nouvelles recherches sur les impressions colorées produites lors de l'action chimique de la lumière. Troisième mémoire. C. R. XXXIX. 63-67; Cosmos V. 6-9, 14-14; Inst. 1854. p. 225-225; Arch. d. sc. phys. XXVI. 337-342; Ann. d. chim. (3) XLII. 81-106; Bull. d. l. Soc. d'enc. 1854. p. 382-384; Dingler J. CXXXIV. 123-125; Erdmann J. LXIII. 476-479; Silliman J. (2) XVIII. 431-432; Liebig Ann. XCII. 216-216, 228-232; Polyt. C. Bl. 1855. p. 555-558; Z. S. f. Naturw. V. 53-54.

R. Hunt. On a method of accelerating the germination of seeds. Rep. of Brit. Assoc. 1853. 2. p. 63-63.

J. H. Gladstone. On the influence of the solar radiations on the vital powers of plants growing under different atmospheric conditions. Part. II. Athen. 1854. p. 1176-1176; Chem. Gaz. 1854. p. 417-419; Inst. 1854. p. 415-416; Chem. C. Bl. 1855. p. 17-19; Z. S. f. Naturw. IV. 379-379; Cosmos VI. 214-215; Silliman J. (2) XIX. 130-131; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 1. p. 373-386; Arch. d. Pharm. (2) LXXXI. 311-312.

Lawson. The effect of coloured light on germination. Edinb. J. LVII. 375-375; Proc. of Roy. polytechn. Soc.

Humbert. Ueber eine merkwürdige Eigenthümlichkeit der Lösung von Jodoform in Schwefelkohlenstoff. Z. S. f. Naturw. IV. 315-315; J. d. pharm. et d. chim. XXVI. 194.

Anfertigung von Lichtbildern.

L. Halphen. Éther siccatif. Cosmos IV. 67-67.

Fau. Douze leçons de photographie. Cosmos IV. 148-150; Dingler J. CXXXI. 353-356.

Lyte. Nouveaux procédés de photographie. Cosmos IV. 150-152; Dingler J. CXXXI. 356-358; Polyt. C. Bl. 1854. p. 944-945.

R. Smith. Impression photo-chromatique des étoffes. Cosmos IV. 92-93; Polyt. C. Bl. 1854. p. 226-228; Pract. mech. J. 1853 Oct. p. 153-154.

S. Geoffray. Nouvel enduit photogénique. Cosmos IV. 93-94.

M. Plessy und J. Schlumberger. Ueber ein neues Auflösungsmittel der Schiefsbaumwolle. Dingler J. CXXXI. 358-359; Bull. d. l. Soc. industr. d. Mulhouse 1854. No. 122; Polyt. C. Bl. 1854. p. 946-947.

Millet. Épreuves positives sur verre émaillé. Cosmos IV. 261-261; Dingler J. CXXXI. 467-467.

Nadard. Cuvette ou bassine pour le collodion. Cosmos IV. 261-262; Dingler J. CXXXI. 468-468.

Hardwick. Voile des épreuves sur collodion. Cosmos IV. 262-264.

Berry. Photographie sur collodion bromuré. Cosmos IV. 264-264, 317-318; Dingler J. CXXXI. 467-468, CXXXII. 74-75; Polyt. C. Bl. 1854. p. 945-946.

Barreswil et Davanne. Chimie photographique. Cosmos IV. 264-264; Dingler J. CXXXII. 75-75.

A. Martin. Des bains révélateurs. Cosmos IV. 318-319; Dingler J. CXXXII. 75-76; Silliman J. (2) XVIII. 122-123.

S. Geoffray. Nouvelle méthode photographique pour papier humide ou sec. Cosmos IV. 348-351.

Laborde. Bain d'argent, permettant de faire apparaître l'image à l'acide gallique. Cosmos IV. 380-381.

P. Newton. Improvements in apparatus to be employed for producing photographic pictures. Repert. of pat. inv. (2) XXIII. 224-231.

Lemercier, Lerebours, Barreswil et Davanne. Impression lithographique de gravures photographiques. Bull. d. l. Soc. d'enc. 1854. p. 84-86; Dingler J. CXXXII. 65-67; Polyt. C. Bl. 1854. p. 682-683; Z. S. f. Naturw. III. 295-296; Arch. d. Pharm. (2) LXXXIV. 248-249.

Nièpce de Saint-Victor et Lemaître. Mémoire sur la gravure héliographique sur plaques d'acier. Bull. d. l. Soc. d'enc. 1854. 117-119.

J. Spiller and W. Crookes. On a method for preserving the sensitiveness of collodion plates for a considerable time. Phil. Mag. (4) VII. 349-351; Cosmos IV. 589-590, 766-766; Dingler J. CXXXII. 360-363, CXXXIII. 287-290; Polyt. C. Bl. 1854. p. 1330-1332; Liebig Ann. XCII. 223-225.

W. Ston. Papier photographique. Cosmos IV. 499-500.

Vigier. Photographie sur papier. Cosmos IV. 501-502.

S. Geoffray. Objections à la methode de photographie sur papier préparé à la céroléine. Réponses. Cosmos IV. 552-554, V. 304-306; Polyt. C. Bl. 1854. p. 1332-1332.

— — Chambre obscure et châssis du voyageur. Cosmos IV. 554-557, 683-684.

Schoer. Bain sensibilisateur. Nouveau papier positif et négatif. Cosmos IV. 557-579; Dingler J. CXXXII. 435-436.

H. Wenig. Methode für die Bromkalkerzeugung zum Gebrauche in der Daguerreotypie. Polyt. C. Bl. 1854. p. 566-567; Polyt. Centralhalle 1854. p. 127; Dingler J. CXXXII. 236-236.

Ueber die Bereitung des Jodammoniums für Photographen. Polyt. C. Bl. 1854. p. 568-569; Arch. d. Pharm.; J. d. pharm. e d. chim.

Laborde. Nouveaux agents révélateurs. Cosmos IV. 588-589.

Bertsch. Photographie micrographique. Cosmos IV. 590-594.

J. Clément. Châssis multiplicateur et cuvettes portatives. Cosmos IV. 613-615.

Baldus. Procédé de gravure héliographique. Cosmos IV. 615-617; Silliman J. (2) XVIII. 390-390; Liebig Ann. XCII. 227-228; Polyt. C. Bl. 1855. p. 571-571.

Belloc. Traité de photographie. Cosmos IV. 684-686, 713-714, V. 41-42, 264-267.

J. Urie. Improvements in photographic pictures. Mech. Mag. LXI. 260-260; Dingler J. CXXXII. 269-270; Pract. mech. J. 1854 May p. 28; Cosmos V. 333-333; Polyt. C. Bl. 1854. p. 1453-1454.

Earl of Rosse. Notes on experiments relative to lunar photography and the construction of reflecting specula. Athen. 1854. p. 753-753.

G. Legray. Traité nouveau de photographie théorique et pratique. Cosmos IV. 743-745.

Townsend. Méthode de photographie sur papier ciré. Cosmos IV. 745-747.

Soulier et Clauzard. Application de la peinture à la photographie sur verre. Cosmos IV. 747-748.

Lyte. Collodion anticipé. Cosmos IV. 766-766; Dingler J. CXXXIII. 40-40, 462-463; N. Jahrb. f. Pharm. II. 233-233.

W. Newton. Transport sur papier des négatifs sur plaque collodionnée. Cosmos IV. 766-767; Dingler J. CXXXIII. 40-41; Polyt. C. Bl. 1854. p. 1266-1267; N. Jahrb. f. Pharm. II. 233-234.

Collodion extrait des vers à soie. Cosmos IV. 767-768.

J. How. On the production of waxed paper negatives. Mech. Mag. LX. 531-535.

Belloc. Solubilité du coton azotique dans l'éther par simple addition d'alcool iodure. Cosmos V. 37-39.

J. Newton. Vernis pour transport du collodion. Cosmos V. 39-39.

Positifs sur collodion. Cosmos V. 39-39; Polyt. C. Bl. 1854. p. 1267-1268.

J. B. Spencer. Mise au point sans glace dépolie. Cosmos V. 39-40; Polyt. C. Bl. 1854. p. 1268-1268.

Minotto. Peinture des images photographiques transparentes. Cosmos V. 70-73; Polyt. C. Bl. 1854. p. 1261-1263; Mech. Mag. LXI. 374-375; Dingler J. CXXXVI. 396-397; Génie industr. 1854 Juin; Mitth. d. hannov. Gew. Ver. 1855. No. 2.

B. De Lahaye. Cuvette verticale. Cosmos V. 73-75; Polyt. C. Bl. 1854. p. 1268-1268.

J. Spiller and W. Crookes. Further researches on the methods of preserving the sensitiveness of collodion plates.

Phil. Mag. (4) VIII. 111-113; J. of photogr. Soc. 1854 July 21; Cosmos V. 118-119; Mech. Mag. LXI. 149-150.

H. Hlasiwetz. Zur Photographie. Dingler J. CXXXIII. 118-120; Cosmos V. 306-307; Polyt. C. Bl. 1854. p. 1269-1270.

S. Geoffray. Photographie. Cosmos V. 101-103.

Shadbolt. Collodion anticipé. Méthode au miel. Cosmos V. 119-121; Dingler J. CXXXIII. 433-435; Polyt. C. Bl. 1855. p. 48-49.

Diamond. Vernis à l'ambre. Cosmos V. 121-121; Dingler J. CXXXIII. 313-314; Polyt. C. Bl. 1854. p. 1453-1453.

de Montizon. Méthode de potographie sur verre collodionné. Cosmos V. 213-215; Dingler J. CXXXIII. 357-361; Polyt. C. Bl. 1854. p. 1263-1266.

E. Chevreul. Considérations sur la photographie au point de vue abstrait. C. R. XXXIX. 391-396; Cosmos V. 271-274; Inst. 1854. p. 306-307; Polyt. C. Bl. 1854. p. 1328-1329; Bull. d. l. Soc. d'enc. 1854. p. 510-514; Dingler J. CXXXIV. 297-300; Z. S. f. Naturw. IV. 389-389.

Church. Support pour les plaques de ver. Cosmos V. 267-267; Polyt. C. Bl. 1854. p. 1332-1333.

Campbell. Collodion sur papier, positifs et négatifs. Cosmos V. 307-307.

T. Woods. Collodion. Cosmos V. 333-333; Polyt. C. Bl. 1854. p. 1329-1330; Technologiste 1854 Sept. p. 634.

M. Lespiault. Procédé de photographie sur papier thérébenthino-ciré. Cosmos V. 352-353.

Tillard. Modification apporté à ce procédé. Cosmos V. 353-354; Polyt. C. Bl. 1854. p. 1452-1453; Dingler J. CXXXV. 396-396.

F. Moigno. Examen des prétentions de M. de Poilly et des assertions de M. Lacan. Cosmos V. 354-357, 549-549.

Chevreul. Sur les procédés photographiques dans lesquels la matière sensible est d'origine organique. C. R. XXXIX. 614-615; Dingler J. CXXXIV. 301-302.

Nièpce de Saint-Victor. Mémoire sur la gravure héliographique sur acier et sur verre. C. R. XXXIX. 618-625; Cosmos V. 409-410, 433-437; Polyt. C. Bl. 1854. p. 1449-1452; Dingler J. CXXXIV. 302-309; Bull. d. l. Soc. d'enc. 1854. p. 639-644; Liebig Ann. XCII. 225-227.

B. E. Duppa. Improvements in colouring photographic pictures. Rep. of pat. inv. (2) XXIII. 529-531; Polyt. C. Bl. 1854. p. 948-948.

Hartnup. Images photographiques de la lune. Cosmos V. 370-370.

S. Geoffray. Emploi du baume de copahu en photographie. Cosmos V. 380-381; Polyt. C. Bl. 1854. p. 1454-1454.

J. Phillips. On photographs of the moon. Rep. of Brit. Assoc. 1853. 2. p. 14-18.

G. R. Berry. On collodion negatives. Athen. 1854. p. 1209-1209; Cosmos V. 459-460; Polyt. C. Bl. 1855. p. 48-48; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 64-65.

G. Le Gray. The waxed paper process. Mech. Mag. LXI. 223-228; Dingler J. CXXXVI. 109-118.

W. Horn. Ueber den Einfluſs des Jods und Broms auf die Tonabstufungen im photographischen Bilde. Dingler J. CXXXIII. 429-430; Horn photogr. J. 1854 Sept. p. 35; Polyt. C. Bl. 1855. p. 176-177.

— — Ueber Beleuchtung des photographischen Laboratoriums und den Einfluſs des gelben Lichtes auf die Collodiumschicht. Dingler J. CXXXIII. 431-433; Horn photogr. J. 1854 Sept. p. 39; Polyt. C. Bl. 1855. p. 178-179.

G. Carleman. Fotografi på koppar. Öfvers. af förhandl. 1854. p. 70-72; Erdmann J. LXIII. 475-476; Polyt. C. Bl. 1855. p. 503-504; Dingler J. CXXXIV. 106-107.

A. Smee. Images photographiques simples donnant un merveilleux effet de relief. Cosmos V. 514-514; Polyt. C. Bl. 1855. p. 53-54; Dingler J. CXXXV. 466-466.

A. Martin. Ueber die Anfertigung positiver Lichtbilder, welche unmittelbar in der Camera als solche erzeugt werden. Polyt. C. Bl. 1854. p. 1333-1334.

W. Law. Albumine mêlée au collodion. Cosmos V. 546-547.

W. Roberts. Positifs directs convertis en négatifs vigoureux. Cosmos V. 547-547; Polyt. C. Bl. 1855. p. 174-174.

M. Lyte. Collodion rétabli par le zinc. Cosmos V. 547-547; Polyt. C. Bl. 1855. p. 174-174.

Shadbolt. Chloroforme ajouté au collodion. Cosmos V. 547-547; Polyt. C. Bl. 1855. p. 174-175.

Spiller. Conservation de l'acide gallique. Cosmos V. 548-548; Polyt. C. Bl. 1855. p. 175-175.

J. B. Reade. On photographs of the moon and of the sun. Athen. 1854. p. 1240-1241; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 10-12.

S. Crawford. Procédé de collodion sur papier. Cosmos V. 603-604; Polyt. C. Bl. 1855. p. 175-176; Dingler J. CXXXV. 317-318.

T. Mogford. Nouveaux procédés de photographie sur verre. Cosmos V. 604-605.

Parkinson. Collodion préservé. Cosmos V. 605-605.

G. Lloyd. Conservation de l'acide gallique. Cosmos V. 606-606; Dingler J. CXXXV. 318-318.

— — Collodion qui se conserve indéfiniment. Cosmos V. 606-606; Polyt. C. Bl. 1855. p. 176-176; Dingler J. CXXXV. 318-318.

Propriétés diverses de l'hyposulfite de soude. Cosmos V. 606-607; Polyt. C. Bl. 1855. p. 175-175; Dingler J. CXXXV. 319-319.

Welwood Maconochie. Meilleur des agents sensibilisateurs. Cosmos V. 607-607; Dingler J. CXXXV. 319-319.

Haydon. Sucre ajouté au bain d'argent. Cosmos V. 607-608; Dingler J. CXXXV. 318-318.

Marion. Châssis et portefeuilles préservateurs. Cosmos V. 625-627.

Gruneberg. Fabrication de l'acide pyrogallique. Bull. d. l. Soc. d'enc. 1854. p. 582-582; Buchner Repert. (2) III. 271.

W. H. F. Talbot. Improvements in obtaining pictures or representations of objects. Mech. Mag. LXI. 619-619.

J. Campbell. Ueber die Heliochromie. Polyt. C. Bl. 1854. p. 755-757. Siehe Berl. Ber. 1852. p. 346.

E. A. Hadow. On the substitution-compounds obtained by the action of nitric acid on cotton. J. of chem. Soc. VII. 201-212; Chem. C. Bl. 1855. p. 202-204; Polyt. C. Bl. 1855. p. 1471-1471.

25. Optische Apparate.

Harting. Mode of determining the optical power of a microscope. Silliman J. (2) XVII. 146-149; J. of microsc. Soc. 1853 July p. 292. Siehe Berl. Ber. 1853. p. 314.

Liagre. Études expérimentales sur la stadia-nivelante. Bull. d. Brux. XXI. 2. p. 162-209 (Cl. d. sc. 1854. p. 324-371†).

Die Stadia des Hrn. Liagre ist bereits im Berl. Ber. 1853. p. 323† beschrieben worden. Hr. Liagre giebt in der vorliegenden Abhandlung die ausführliche Beschreibung und Prüfung eines nach seinen Angaben construirten Instruments. Von allgemeinerem Interesse ist darin die Einrichtung der Mikrometerschraube. Dieselbe dreht sich mit dem einen Ende, welches einen kleineren Gang hat, in einem Querstück, das den beweglichen Mikrometerfaden trägt, und mit dem andern Ende, welches einen gröfseren Gang hat, in dem festen Deckel der ganzen Mikrometervorrichtung; Querstück und Deckel sind durch Federn aus einander gehalten. Wenn also die Schraube eine Umdrehung macht, so wird das Querstück um die Differenz der beiden Schraubengänge längs der Axe verschoben. Man hat demnach auf diese Weise ein Mittel, eine Schraube von beliebig kleinem Gang zu construiren, deren Windungen doch die nöthige Festigkeit (Dicke) haben.

Desgleichen ist die Bestimmung der Dicke der Mikrometerfäden zu erwähnen. Es waren Spinnfäden von besonderer Feinheit. Der Verfasser zog auf ein weifses Blatt Papier mit schwarzer Dinte eine Reihe paralleler Linien von abnehmender Stärke. Dies Blatt stellte er in einer Entfernung von 15 Meter vom Objectiv auf, und suchte dann die Linie, mit welcher der bewegliche Mikrometerfaden sich deckte. Diese Linie hatte eine Dicke von $0{,}21^{mm}$, mithin erschien der Mikrometerfaden unter einem Gesichtswinkel von $2{,}89''$; der Sinus dieses Winkels giebt, mit der Brennweite $0{,}371^{m}$ multiplicirt, den Durchmesser des Fadens zu

$$0{,}0052^{mm}.$$

Es ist dies ein mittlerer Werth aus verschiedenen Versuchen, deren Resultate zwischen den Gränzen 0,004mm und 0,007mm liegen. Picard fand für einen Coconfaden $\frac{1}{80}$mm, Struve für seinen Mikrometerfaden $\frac{1}{75}$mm. *Bt.*

Romershausen. Spiegeldiopter zur Feldmessung. Dingler J. CXXXIII. 161-166†.

Hr. Romershausen findet sich veranlafst, seinen bereits im Jahre 1821 erfundenen Spiegeldiopter (im Wesentlichen ein Sextant, in welchem der drehbare Spiegel durch zwei feste ersetzt ist, so dafs man nur Winkel von 90° oder 45° beobachten kann) noch einmal zu beschreiben. *Bt.*

C. G. Williams. On a method of obtaining rapid adjustments with Wollaston's goniometer. Phil. Mag. (4) VIII. 430-431†.

W. H. M. On the adjustment of crystals for measuring with the reflecting goniometer. Phil. Mag. (4) IX. 138-138†.

Hr. Williams ersetzt die Platte, auf welcher die Krystalle festgeklebt werden, durch eine kleine Vorrichtung, welche eine Drehung des festgeklebten Krystalls um zwei rechtwinklige Axen gestattet. Indessen macht Hr. W. H. M. darauf aufmerksam, dafs das richtig gebrauchte Instrument für sich schon die nothwendigen Drehungen zulasse. *Bt.*

Porro. Méromètre parallèle ou de transport, instrument fait pour évaluer de très-petites fractions sur une échelle divisée. C. R. XXXIX. 244-246†; Cosmos V. 123-125.

Der Apparat ist eine Ergänzung der Meroskope (Berl. Ber. 1852. p. 360) und dazu bestimmt, Längen zu messen, welche kleiner sind als 0,005 Millimeter. Wenn nämlich im Brennpunkt des Oculars des Meroskops Fäden ausgespannt sind, die die Entfernung von 0,1 Millimeter haben, so lassen sich die Längen bis zu den genannten Gränzen bestimmen. Da Secchi bei der Ver-

gleichung von Maafsstäben die Genauigkeit noch weiter zu treiben wünschte, so liefs Hr. Porro das in der vorliegenden Notiz nur kurz beschriebene Instrument construiren.

Um eine horizontale Axe sind mehrere planparallele Glasplatten von verschiedener Dicke drehbar; ein getheilter Kreis mit Nonius erlaubt den Betrag dieser Drehung bis auf $\frac{1}{100}$ Grad zu bestimmen. Dieser Apparat kann zwischen Scala und Objectiv des Meroskops eingeschoben werden; man stellt dann zunächst eine der Platten vertical, und sieht durch das Meroskop und die Platte auf das Object, dessen Endpunkt dann im Allgemeinen zwischen zwei Fäden der Scala fallen wird. Dreht man nun die Platte, so verschiebt sich das Bild des Objects, und man kann dasselbe nun mit einem der Fäden zur Deckung bringen.

Der Betrag der Verschiebung t ist durch die Formel

$$t = e\,\frac{\sin(J - R)}{\cos R}$$

bestimmt, worin e die Dicke des Glases, J den Einfallswinkel, R den Brechungswinkel bezeichnet.

Bei dem dünnsten Glase würde eine Drehung um 0,01 Grad einer Verschiebung von einem Zehntausendstel Millimeter entsprechen, eine Gröfse, die unter dem Mikroskop nicht mehr wahrnehmbar ist. Mit dem dicksten Glase kann man die Verschiebung bis auf ein Millimeter treiben, und dabei ein Tausendstel Millimeter schätzen.

Da man dem Glase vier verschiedene Lagen geben kann, so lassen sich durch Wiederholung der Beobachtung die Fehler eliminiren, die aus dem mangelhaften Parallelismus der Glasflächen entspringen. *Bt.*

J. Porro. Sur la visibilité des fils du micromètre par réflexion. C. R. XXXVIII. 768-769†; Cosmos IV. 505-505.

Der Verfasser beschreibt einen Versuch, durch den er seine Methode, die Mikrometerfäden eines Fernrohrs zu erleuchten (vgl. Berl. Ber. 1850, 51. p. 551†), geprüft hat. Er setzte vor ein Fernrohr von 110^{mm} Oeffnung, 1430^{mm} Brennweite und 120facher Vergröfserung eine Gasflamme in ein Meter Entfernung.

Das Gesichtsfeld war dadurch mit hellem Licht erfüllt; gleichwohl genügte eine Kerze, an die gehörige Stelle zur Seite des Oculars gebracht, um das Bild der Fäden erkennen zu lassen, welches von der vierten Oberfläche des im Berl. Ber. 1853. p. 197† beschriebenen Objectes reflectirt wurde.

Wenn das Fernrohr bei Tage gegen den Himmel gerichtet wurde, so erschien das Bild der Fäden, wenn sie wieder durch die Kerze beleuchtet wurden, aber auch wenn vor das Objectiv ein Diaphragma gesetzt wurde. Das diffuse Tageslicht, welches von der Seite ins Mikrometer eintrat, war ausreichend, um das Bild der Fäden erkennen zu lassen, wenn die Oeffnung des Objectivs auf die Hälfte reducirt und das Fernrohr auf den blauen Himmel gerichtet wurde; richtete man das Fernrohr gegen eine weifsliche Stelle, so mufste die Oeffnung auf den dritten Theil reducirt werden.

„Es ist daher sehr wahrscheinlich, so schliefst Hr. Porro seine Note, dafs man, vermittelst der einen oder der anderen dieser Dispositionen (Kerze oder Diaphragma), die Sterne erster und zweiter Gröfse zu jeder Tageszeit mittelst des Meridianinstruments betrachten kann, welche zwischen Zenith und Pol durchgehen, und ihre Ankunft bei den fünf Bildern der fünf Fäden eben so gut (oder vielleicht besser) bestimmen kann als bei den Fäden selbst. Dies würde zehn Beobachtungen liefern, deren Mittel dann den Durchgang durch die wahre optische Axe des Instruments bestimmte." *Bt.*

J. Porro. Flexion des lunettes et illumination des fils. C. R. XXXIX. 680-681†; Cosmos V. 446-447.

Der Verfasser legt der Pariser Akademie ein Objectiv vor, welches nach den früher (Berl. Ber. 1853. p. 197†) beschriebenen Principien construirt ist, und, mit dem Kreise fest verbunden, dazu dient, die Biegung des Fernrohrs zu vermeiden. Desgleichen zeigt er den ebenfalls (Berl. Ber. 1850, 51. p. 351†) beschriebenen Apparat zur Beleuchtung der Mikrometerfäden.

Bt.

Nachet frères. Nouveaux microscopes destinés à faciliter les démonstrations dans les cours publics. C. R. XXXIX. 797-798†; Cosmos V. 493-493; Polyt. C. Bl. 1855. p. 120-120; Silliman J. (2) XIX. 105-106; Z. S. f. Naturw. V. 149-150.

Für den in der Ueberschrift angegebenen Zweck haben die Herren Nachet Mikroskope construirt, welche zwei Personen zu gleicher Zeit das Durchsehen gestatten. Die beiden Bilder werden durch ein Prisma erzeugt, dessen Querschnitt ein gleichschenkliges Dreieck ist, und welches unmittelbar über dem Objectiv angebracht ist. Die Strahlen treten durch die Grundfläche ein, und werden an jeder der Seitenflächen so reflectirt, dafs sie normal gegen die andern austreten. Ein zweites Prisma vollendet nach Art des Dove'schen Reversionsprismas die Umkehrung eines jeden der (vom Objectiv zum ersten Mal) umgekehrten Bilder.

Auf analoge Weise haben die Herren Nachet auch Mikroskope mit drei oder vier getrennten Ocularen construirt.

Bt.

W. S. Gillett. On a new and more correct method of determining the angle of aperture of microscopic object-glasses. Phil. Mag. (4) VII. 368-370; Proc. of Roy. Soc. VII. 16-17†.

Der Winkel, welcher die Oeffnung des Objectivs bestimmt, wird gewöhnlich gemessen, indem man das Mikroskop als Fernrohr wirken läfst, d. h. eine Kerze in der Entfernung von einigen Fufs vor das (horizontal gestellte) Mikroskop setzt, und dann das undeutliche Bild, welches hinter dem Objectiv erzeugt wird, beobachtet, während man zugleich das Mikroskop durch den ganzen Winkelraum bewegt, innerhalb dessen das Bild wahrnehmbar ist. Der Verfasser wendet gegen diese Methode ein, dafs dabei der Brennpunkt der Objectivlinse von der vorderen nach der hinteren Fläche verlegt werde, und dafs zweitens dadurch nicht der Winkel bestimmt werde, welchen die äufsersten, durch den Hauptbrennpunkt gehenden Strahlen mit einander bilden, sondern derjenige, welchen die schief auffallenden Lichtbündel einschliefsen,

deren Vereinigungspunkt gar nicht mit dem Hauptbrennpunkt zusammenfällt. Hr. Gillett legt nun einen Apparat vor, welcher diesen Einwänden nicht ausgesetzt ist. Das Mikroskop wird horizontal gestellt; an die Stelle des Oculars kommt ein hohler Kegel, mit einer kleinen Oeffnung an der Spitze, und davor eine Kerze; es entsteht dann das Bild eines Lichtflecks im Brennpunkt des Objectivs. Dieses Bild wird durch ein zweites, dem ersten gegenübergestelltes Mikroskop beobachtet, dessen gleichfalls horizontale Axe um eine senkrechte Axe drehbar ist, welche letztere durch den Ort des Bildes geht. Man dreht nun das bewegliche Mikroskop so lange, als das Bild des Lichtflecks in ihm sichtbar ist. Der Betrag der Drehung wird an einem getheilten Kreise abgelesen, und giebt den gesuchten Oeffnungswinkel.

Bt.

C. Brooke. Compound achromatic microscopes. Mech. Mag. LX. 295-297†.

Hr. Brooke hat in der Royal Institution eine Vorlesung über die Theorie und den Gebrauch des Mikroskops gehalten, worüber in der vorliegenden Notiz referirt wird. Einige darin enthaltene Andeutungen über den oben genannten Gillett'schen Apparat haben wir bereits benutzt. *Bt.*

E. D. North. On microscopes with large angles of aperture. Silliman J. (2) XVII. 221-231†.

Eine Reihe von Reflexionen, die meist Bekanntes enthalten, und sich auszugsweise nicht wiedergeben lassen. *Bt.*

J. W. Griffith. On the relation of the angular aperture of the object-glasses of compound microscopes to their penetrating power and to oblique light. Phil. Mag. (4) VIII. 70-74†; Proc. of Roy. Soc. VII. 60-66.

Durchsichtige Objecte mit sehr feiner Zeichnung (Erhöhungen und Vertiefungen) bedürfen der Beleuchtung durch schief

auffallende Strahlen; das Object bricht dann einen Theil der Strahlen so, daſs er noch in das Objectiv eintritt; ein anderer Theil wird aber ganz abgelenkt. Durch den Unterschied zwischen den hellen und dunkelen Stellen tritt die Zeichnung hervor. Um diesen Unterschied bemerkbar zu machen, muſs also das Objectiv überhaupt schief auffallende Strahlen aufnehmen können, also eine gröſsere Oeffnung haben. *Bt.*

P. Hossard. Remarques sur l'emploi du bain de mercure pour remplacer le niveau dans les observations astronomiques. C. R. XXXIX. 656-659†.

Wenn man sich statt Niveaus eines Quecksilberspiegels bedient, in welchem man entweder das Bild eines Sterns oder das Bild des (gehörig erleuchteten) Fadenkreuzes beobachtet, so verursachen die Quecksilberwellen, welche von den nicht zu vermeidenden Erschütterungen der Gefäſswände herrühren, beträchtliche Störungen.

Der Verfasser macht darauf aufmerksam, daſs sich diese Wellen in einem kreisförmigen Quecksilbergefäſs von der Peripherie nach dem Mittelpunkt in stets höheren Ringen fortpflanzen, so daſs es am ungünstigsten wäre, wenn man das Fernrohr auf den Mittelpunkt einstellen wollte. Vielmehr muſs man es der Peripherie so nahe als möglich bringen, und dann das Bild eines Fadens so beobachten, daſs der Faden die Lage eines Radius hat; dann wird sein Bild nicht seitlich verzerrt, sondern nur verkürzt oder verlängert erscheinen. Das Bild eines Sternes muſs aus demselben Grunde mit einem Faden zur Deckung gebracht werden, der senkrecht gegen die Ebene des Meridians und durch den Mittelpunkt des Gefäſses geht. *Bt.*

---

de Peyrony. Nouveau procédé de fabrication du verre dont sont formées les lentilles des lunettes astronomiques. C. R. XXXVIII. 874-874†; Inst. 1854. p. 178-178; Cosmos IV. 697-697; Chem. C. Bl. 1854. p. 463-463; Dingler J. CXXXII. 463-464; Polyt. C. Bl. 1854. p. 951-951; Mech. Mag. LXI. 254-255; Bull. d. l. Soc. d'enc. 1854. p. 324-324; Silliman J. (2) XIX. 105-105.

Breton. Réclamation de priorité à l'occasion d'une communication récente sur la fabrication du verre destiné à la construction des objectifs. C. R. XXVIII. 974-974.

Hr. de Peyrony schlägt vor, der im Tiegel geschmolzenen Glasmasse eine Rotation um eine verticale Axe zu geben, statt sie umzurühren. Die Luftblasen würden sich dann in der Mitte sammeln und die Streifen vermieden werden.

Hr. Breton hat schon im Jahre 1849 einen ähnlichen Vorschlag gemacht wie Hr. de Peyrony. *Bt.*

Microscopes pour un penny. Cosmos V. 596-596†; Dingler J. CXXX. 235-235.

Ein Tropfen Canadabalsam bildet die Linse dieser einfachen Mikroskope, deren Fassung aus einer Pillenschachtel fabricirt wird. *Bt.*

Fernere Literatur.

Listing. Ueber die Leistungen der Engländer in der neuesten Zeit hinsichtlich der Mikroskope. Polyt. C. Bl. 1854. p. 122-123; Fechner C. Bl. 1854. p. 250-251; Mitth. d. Gew. Ver. f. Hannover 1853. No. 1.

F. G. Wenham. Gegen die Brauchbarkeit des binocularen Mikroskops. Fechner C. Bl. 1854. p. 254-255; J. of microsc. Soc. 1854. p. 132-134.

In Pompeji gefundenes Vergröfserungsglas. Fechner C. Bl. 1854. p. 255-255.

C. Varley. On natural occurrences that impair the vision of good telescopes. Athen. 1854. p. 1270-1270.

14. Theoretische Optik (Schlufs).

A. Beer. 1) Herleitung der Cauchy'schen Reflexionsformeln für durchsichtige Mittel. Pogg. Ann. XCI. 467-481†; Cosmos IV. 573-575.

2) Ueber die Herleitung der Formel für die Totalreflexion nach Fresnel und Cauchy. Pogg. Ann. XCI. 268-278†.

3) Ueber die Cauchy'schen Näherungsformeln für Metallreflexion. Pogg. Ann. XCI. 561-568†.

4) Herleitung der allgemeinen Cauchy'schen Reflexionsformeln für durchsichtige und undurchsichtige Körper; Tabelle der Brechungsindices und Absorptionscoëfficienten des verschiedenfarbigen Lichtes in Metallen. Pogg. Ann. XCII. 402-419†.

5) Begründung der Reflexionstheorie durch Herleitung der verschwindenden Strahlen aus den allgemeinen Differentialgleichungen der Lichtbewegung. Pogg. Ann. XCII. 522-536†.

6) Herleitung der Fresnel'schen Reflexionsformeln. Pogg. Ann. XCI. 115-125†.

In den ersten vier der vorbenannten Aufsätze hat Hr. Beer das Reflexionsproblem für isophane Mittel behandelt, und zwar hat er dabei als Grundlage genommen 1) die Gleichungen, welche von Cauchy als Bedingungen des continuirlichen Ueberganges der Vibrationsbewegungen aus einem Mittel in ein anderes gefunden worden waren, und welche wir der Kürze wegen Gränzgleichungen nennen wollen, sowie einige Gleichungen, welche Cauchy aus diesen vorweg abgeleitet hatte, und welche das von ihm sogenannte Princip der Correspondenz der Bewegungen aussprechen, und 2) mehrere Hülfsgleichungen, welche von demselben Gelehrten aus den allgemeinen Bewegungsgleichungen erschlossen worden waren. In dem fünften Aufsatze hat der Verfasser dann die zuletzt gedachten Hülfsgleichungen, deren Begründung, so weit sie sich auf undurchsichtige Körper beziehen, Cauchy selber bis jetzt noch nicht mitgetheilt hat, auf seine Weise gleichfalls aus den allgemeinen Bewegungsgleichungen hergeleitet.

Das Verfahren in den Aufsätzen 1) bis 4) besteht vornehmlich darin, die Schwingungsausdrücke, angehörend den einfallenden Strahlen und den durch diese an der brechenden Fläche erregten Bewegungen, in die Gränzgleichungen zu substituiren, und daraus unter Benutzung der übrigen erwähnten Formeln die Gleichungen zu reproduciren, welche Cauchy als Ausdruck der Reflexions- und Brechungsgesetze gefunden und veröffentlicht hat. Es beschränkte sich somit Hr. Beer, da er die Begründung der die Basis bildenden Gränzgleichungen ausschlofs, gewissermafsen auf die zweite Hälfte des Reflexionsproblems.

Für die partielle Reflexion an durchsichtigen Mitteln, sowie zum Theil auch für die totale Reflexion existiren von Cauchy selbst schon vollständige Ausführungen; für die undurchsichtigen Körper dagegen sind bis jetzt seinerseits nur die Schlufsformeln bekannt geworden, so dafs uns in der That durch die Arbeit des Verfassers eine Vervollständigung der Theorie dargeboten worden ist.

Zur Beurtheilung und zum volleren Verständnifs der vorliegenden Beiträge dürfte es zweckmäfsig sein, hier in Kürze die Methode anzugeben, welche Cauchy bei der Lösung des Gesammtproblems angewendet hat.

Bei der Gründung einer Reflexionstheorie im Sinne der Undulationshypothese kommt es natürlich vor allem darauf an, den Zusammenhang festzustellen zwischen den Bewegungen des einfallenden Lichts und den Bewegungen, welche durch diese von der reflectirenden Gränzfläche aus in den beiden Mitteln erregt werden. Früher bediente man sich zumeist hierzu des Satzes, dafs zu beiden Seiten der Gränzfläche die Drucke einander gleich seien. Dieser Satz ermangelte indefs noch eines Beweises, und Cauchy erhob sogar vom rein mechanischen Standpunkte aus Zweifel gegen dessen Richtigkeit in dem vorliegenden Falle, wo es sich um bewegte und nicht um im Gleichgewicht befindliche Systeme von Molecülen handelt, und wo überdies die Mittel aus gemischten Molecülsystemen von ungleicher Dichtigkeit bestehen. Bei seinen Bestrebungen, diese Lücke auszufüllen, gelang es ihm, eine Methode zu finden, welche, auf strengen Principien beruhend, die Frage in genügender und so allgemeiner Weise löste,

dafs damit für die Molecularmechanik auch in Fällen, wo es sich nicht gerade um Lichtvibrationen handelt, ein bedeutender Fortschritt gewonnen war.

Die Betrachtungen, auf welche sich sein Verfahren stützt, lassen sich kurz wie folgt wiedergeben.

In der Gränzfläche und deren nächster Nähe mufs die Vertheilung der Molecüle des einen Mediums in Folge der Wirkung der Molecüle des benachbarten anderen Mediums offenbar eine andere sein wie im Innern des Mittels, so dafs die Gränzschicht als nicht homogen vorauszusetzen ist, auch wenn aufserhalb derselben Homogenität herrscht. Es ist aber unzweifelhaft anzunehmen, dafs die Beschaffenheit des Aethers des einen Mediums mittelst der Gränzschicht in continuirlicher Weise in die des zweiten übergehe, und eben so ersichtlich ist es, dafs demzufolge auch die Vibrationsbewegungen bei dem Durchgange sich nur in continuirlicher Weise ändern werden. Ueberdies wird es als feststehend betrachtet werden müssen, dafs die Gränzschicht eine selbst in Vergleich mit der Wellenlänge nur sehr geringe Dicke habe, einerseits weil man Berechtigung hat, den Halbmesser der Wirkungssphäre der Molecüle nur als gering in Vergleich mit der Wellenlänge zu denken, andererseits weil sonst die Bewegungen durch die Brechung ihren Charakter weit stärker ändern müfsten, als es erfahrungsmäfsig bei durchsichtigen Körpern der Fall ist.

Nun lassen sich die Vibrationsbewegungen in genügender Schärfe (wenn ξ, η, ζ die auf rechtwinklige Axen bezogenen Verschiebungscomponenten eines Theilchens, dessen Coordinaten in der Ruhelage x, y, z sind, bedeuten) durch Gleichungen von der Form

$$(1) \qquad \frac{d^2\xi}{dt^2} = X, \qquad \frac{d^2\eta}{dt^2} = Y, \qquad \frac{d^2\zeta}{dt^2} = Z$$

darstellen, wo X, Y, Z lineare Functionen von ξ, η, ζ und deren auf x, y, z bezogenen Differentialcoëfficienten bezeichnen — welches auch die Anordnung der Atome sein mag. Ist das Mittel isotrop, d. h. ist dasselbe so beschaffen, dafs jede Bewegung sich in ihm in allen Richtungen nach denselben Gesetzen fortpflanzt, so werden die Coëfficienten in X, Y, Z constant. Ist das Mittel

nicht isotrop, aber, wie in den Krystallen, symmetrisch in Bezug auf drei auf einander senkrechte Richtungen, so werden die Coëfficienten Functionen von x, y, z, deren Werthe sich periodisch wiederholen, wenn die Coordinaten um bestimmte sehr kleine gleiche Werthe sich ändern. Für diesen Fall erlangt man noch eine hinreichende Näherung, wenn man die veränderlichen Coëfficienten durch das (constante) Mittel ihrer periodischen Werthe ersetzt. Für die nicht homogene Gränzschicht der homogenen isotropen, wie nicht isotropen Mittel werden dagegen natürlich die Coëfficienten veränderlich und Functionen der Entfernung von der Gränze, also z. B. Functionen von x, wenn, wie hier geschehen soll, die Ebene der yz als Gränzfläche vorausgesetzt wird. Bei vorhandener Continuität werden aber die constanten Coëfficientenwerthe aus dem Innern des Mittels beim Eintreten in die Gränzschicht allmälig in die Werthe der veränderlichen Coëfficienten dieser Schicht übergehen, d. h. die Unterschiede der constanten und veränderlichen Coëfficienten werden Functionen von x sein, welche nur für aufserordentlich kleine Werthe von x einen merklichen Werth haben, und für gröfsere Werthe von x von selber verschwinden.

Als lineare Differentialgleichungen haben ferner die Gleichungen (1), wenn deren Coëfficienten constant sind, einfache Integrale von der Form

$$(2) \quad \xi = Ae^{ux+vy+wz-st}, \quad \eta = Be^{ux+vy+wz-st}, \quad \zeta = Ce^{ux+vy+wz-st},$$

wo A, B, C, u, v, w, s (reelle oder imaginäre) Constanten bedeuten, deren Beziehungen zu einander sich durch Substitution der Werthe (2) aus (1) ergeben. Sind aber die Gleichungen (2), in denen die Ausdrücke zur Rechten im Allgemeinen imaginär sind, particuläre Integrale von (1), so sind bekanntlich auch die reellen Theile der Ausdrücke in (2) Werthe von ξ, η, ζ, welche den Gleichungen (1) genügen, und können daher Bewegungen bezeichnen, welche mit dem Bau des Molecülsystems verträglich sind. Cauchy hat diese Bewegungen einfache Bewegungen genannt.

Um die gedachten reellen Theile von ξ, η, ζ in die bequemste Form zu bringen, setze man (unter i die $\sqrt{-1}$ verstanden)

$$A = ae^{\lambda i}, \quad B = be^{\mu i}, \quad C = ce^{\nu i},$$
$$u = U + \mathfrak{u}i, \quad v = V + \mathfrak{v}i, \quad w = W + \mathfrak{w}i, \quad s = S + \mathfrak{s}i,$$
$$Ux + Vy + Wz = Kr,$$

(wo, wenn $U^2 + V^2 + W^2 = K^2$ genommen wird, r die Entfernung des Theilchens x, y, z von der Ebene $E \equiv Ux + Vy + Wz = 0$ vorstellt). Die wahren Bewegungen sind alsdann repräsentirt durch

$$(3) \quad \begin{cases} \xi = ae^{Kr - St} \cos(\mathfrak{u}x + \mathfrak{v}y + \mathfrak{w}z - \mathfrak{s}t + \lambda) \\ \eta = be^{Kr - St} \cos(\mathfrak{u}x + \mathfrak{v}y + \mathfrak{w}z - \mathfrak{s}t + \mu) \\ \zeta = ce^{Kr - St} \cos(\mathfrak{u}x + \mathfrak{v}y + \mathfrak{w}z - \mathfrak{s}t + \nu). \end{cases}$$

Setzt man überdies $\mathfrak{u}x + \mathfrak{v}y + \mathfrak{w}z = k\varrho$ und dabei $\mathfrak{u}^2 + \mathfrak{v}^2 + \mathfrak{w}^2 = k^2$, so bezeichnet ϱ den Abstand von der Ebene $E_1 \equiv \mathfrak{u}x + \mathfrak{v}y + \mathfrak{w}z = 0$, und man erkennt 1), dafs bei jeglichem festen Werthe von t die Cosinuswerthe sich periodisch wiederholen, so oft der Abstand ϱ sich um $\frac{2\pi}{k}$ vermehrt, dafs die bewegten Massen also ebene Wellen bilden, welche der Ebene E_1 parallel sind und die Dicke $l = \frac{2\pi}{k}$ haben; 2) dafs bei festem Werthe von ϱ die Cosinuswerthe sich periodisch wiederholen, mithin die Theilchen durch homologe Punkte ihrer Bahnen gehen, so oft die Zeit t um $\frac{2\pi}{\mathfrak{s}}$ wächst, — oder mit andern Worten, dafs die Theilchen Vibrationen von der Dauer $\frac{2\pi}{\mathfrak{s}}$ ausführen. Sind λ, μ, ν (welche Constanten die Phasen bestimmen) einander gleich, und geht man von einem Zeitpunkte aus, in welchem der Cosinus, und mithin auch ξ, η, ζ gleich Null geworden sind, so geht das Theilchen nach der Zeit $\frac{2\pi}{\mathfrak{s}}$ wiederum (indem von Neuem ξ, η, ζ gleich Null werden, und dann die gleichen Verzeichen wieder annehmen) in derselben Richtung durch denselben Punkt, oder mit anderen Worten, die Schwingungen werden isochron und linear. Es bestimmt sonach k die Wellenlänge und $\mathfrak{s}$ die Oscillationsdauer. Ferner zeigen die Gleichungen (3), dafs ae^{Kr-St}, be^{Kr-St}, ce^{Kr-St} die gröfsten Ausweichungen, also die halben Amplituden vorstellen. Sind daher K und S gleich Null, d. h. ist $U = V = W = S = 0$, so werden die Amplituden unabhängig von r und t, d. h. die Bewegungen ändern ihre Stärke weder mit der Zeit noch mit

der Entfernung von der Ebene E (und die Vibrationen pflanzen sich demzufolge ungeschwächt fort). Positive Werthe dürfen K und $-S$ nicht annehmen (vorausgesetzt, daſs die Bewegungen in der Richtung der positiven r fortschreiten), weil sonst die Amplituden mit zunehmendem r und t ins Unbestimmte wachsen würden, was sich mit der Annahme unendlich kleiner Bewegungen nicht verträgt. Für negative Werthe von K und $-S$ dagegen nehmen die Bewegungen mit zunehmendem r und t mehr oder weniger bald sehr rasch ab. Cauchy nennt daher K den Auslöschungscoëfficienten des Raums, S den Auslöschungscoëfficienten der Zeit. Den letzten nimmt er, als den Erscheinungen am besten entsprechend, durchweg gleich Null an, so daſs stets $s = \mathfrak{s}\sqrt{-1}$ ist.

(Da die Ausdrücke in (3.) sich sofort immer aus den Ausdrücken in (2.) entnehmen lassen, so sollen, wo es bequemer ist, die letzten statt der ersten in den folgenden Betrachtungen gebraucht werden.)

Die drei Gleichungen, welche sich aus (1.) durch Substitution der Werthe (2) zwischen den Schwingungsconstanten A, B, C, u, v, w, s ergeben, liefern s, $\frac{B}{A}$, $\frac{C}{A}$ als Functionen von u, v, w (während A willkürlich bleibt). Sie sind linear in Bezug auf $\frac{B}{A}$ und $\frac{C}{A}$, und rein quadratisch in Bezug auf s, so daſs die durch Elimination von $\frac{B}{A}$ und $\frac{C}{A}$ entstehende Gleichung, welche wir mit Cauchy die charakteristische Gleichung nennen wollen, in Bezug auf s^2 vom dritten Grade wird. Haben daher u, v, w bestimmte Werthe erhalten (ist also die Wellenebene E_1 gegeben, und die Ebene E, nach der sich die Amplitudenänderungen richten, bekannt), so erhält man drei zusammengehörige (den drei Werthen von s^2 correspondirende) einfache Bewegungen, welche sich in parallelen Ebenen in derselben Richtung ausbreiten, und, wenn nicht $K = 0$ ist, sich beim Fortschreiten in derselben (auf der Ebene E senkrechten) Richtung abschwächen, von denen jede aber ihre besonderen Werthe von $\frac{B}{A}$ und $\frac{C}{A}$ hat.

Bezeichnen $\xi_1, \eta_1, \zeta_1, \xi_2, \eta_2, \zeta_2, \xi_3, \eta_3, \zeta_3$ die diesen drei Systemen zukommenden Werthe von ξ, η, ζ, so werden die Gleichungen (1) auch verificirt durch die Summen

$$\xi = \xi_1 + \xi_2 + \xi_3, \quad \eta = \eta_1 + \eta_2 + \eta_3, \quad \zeta = \zeta_1 + \zeta_2 + \zeta_3;$$

d. h. da diese Systeme einerlei Werthe von u, v, w haben, und diese Constanten aufser der Lage der Wellenebene unter andern auch die Wellenlänge bestimmen: es können sich in dem Medium gleichzeitig drei Wellensysteme von gleicher Fortpflanzungsrichtung und gleicher Wellenlänge verbreiten, die indefs in Folge der verschiedenen Werthe von s verschiedene Schwingungsdauer und damit verschiedene Fortpflanzungsgeschwindigkeit (deren Gröfse offenbar durch $\frac{s}{k}$ ausgedrückt ist) haben.

Ist das Medium isophan, so werden zwei der drei Werthe von s^2 einander gleich; es erhalten also zwei der Systeme gleiche Schwingungsdauer und gleiche Fortpflanzungsgeschwindigkeit, und setzen sich folglich zu einem einzigen Wellensystem zusammen. Die zugehörigen Werthe von $\frac{B}{A}$ und $\frac{C}{A}$ lassen überdies erkennen, dafs in diesem Systeme die Schwingungen transversal sind, während die des dritten Systems longitudinal werden.

Vorstehendes bezieht sich indefs nur auf die Verhältnisse im Innern eines homogenen Mittels, nicht aber auf die nicht homogene Gränzschicht. Welcher Art die dort eintretenden Modificationen sein werden, würde sich von vorn herein nur dann beurtheilen lassen, wenn man von den dortigen Molecularverhältnissen und Molecularwirkungen besser unterrichtet wäre, als man es wirklich ist. Bei der Unmöglichkeit directer Beobachtungen in der aufserordentlich dünnen Schicht ist auch keine Aussicht, darüber ins Klare zu kommen, und es ist daher ein grofses Verdienst Cauchy's, die aus dieser Unkenntnifs entspringende Schwierigkeit auf eine geschickte Weise umgangen zu haben.

In Anbetracht des Umstandes nämlich, dafs manche Erscheinungsverhältnisse so eintreten, als ob eine unhomogene Schicht nicht vorhanden wäre, stellte er sich zunächst die Frage, unter welchen Bedingungen schicklich gewählte, sich auf eine Verbindung einfacher Bewegungen beziehende, particuläre Integrale der

Gleichungen (1) vollkommen oder doch in starker Annäherung bestehen bleiben — wenn man die Anfangs constant gedachten Coëfficienten in X, Y, Z mit veränderlichen, von x abhängigen Coëfficienten vertauscht, welche (wie dies beim Uebergang in die Gränzschicht nach dem Obigen vorauszusetzen ist) für endliche Werthe von x sich auf jene Constanten reduciren.

Als Integrale, welche diese Eigenschaft haben können, erwiesen sich, und wurden von Cauchy Hauptintegrale genannt, Integrale von der Form $\mathfrak{S} = \mathfrak{S}_0$, wo $\mathfrak{S}$ (wenn, wie hier, die gegebenen Gleichungen von der zweiten Ordnung sind) eine bloſse Function von ξ, η, ζ und x, oder von ξ, η, ζ, x und den auf x bezogenen ersten Differentialcoëfficienten von ξ, η, ζ bezeichnet, und wo $\mathfrak{S}_0$ der Werth von $\mathfrak{S}$ für $x = 0$ ist. Als Bedingungen ferner, daſs diese Integrale wirklich für Inneres und Gränzschicht gleichzeitig bestehen bleiben, fanden sich: 1) daſs die Dicke der unhomogenen Gränzschicht nur sehr klein in Verhältniſs zur Wellenlänge (der im Innern sich verbreitenden Wellensysteme) sein dürfe; 2) weil die Coëfficienten der Differentialgleichungen (1) nur Functionen von x werden, und in Uebereinstimmung damit die Gleichungen $\mathfrak{S} = \mathfrak{S}_0$ die Veränderlichen y, z, t nicht anders als indirect in den ξ, η, ζ und deren Differentialcoëfficienten enthalten dürfen — daſs nur solche einfache Bewegungen zu einem System verbunden werden, in denen die Coëfficienten von y, z und t, nämlich die Constanten v, w, s einerlei Werthe haben; 3) daſs das Maaſs der Auslöschungscoëfficienten in den einfachen Bewegungen des Systems diesseits einer bestimmten Gränze liegen bleibe — eine Bedingung, welche sich in dem Falle, daſs wenigstens eine der Bewegungen eine sich ungeschwächt fortpflanzende ist, darauf reducirt, daſs keine Bewegung zu denen mit sich vergröſsernder Amplitude gehöre.

Die nach diesen Normen zusammengehörenden Bewegungen findet man wiederum aus der oben erwähnten charakteristischen Gleichung, aber nicht indem man daraus, wie oben, die Werthe von s sucht, welche zu gegebenen Werthen von u, v, w gehören, sondern die Werthe von u, welche zu gegebenen Werthen von v, w, s gehören. Ist das Mittel isophan (mag es durchsichtig oder undurchsichtig sein), so erhält man (innerhalb der Gränzen

der Annäherung, die hier maafsgebend sind) eine in Bezug auf α^2 quadratische Gleichung, also ein System von vier Bewegungen, von denen im Falle der Durchsichtigkeit nur eine nach der Bedingung 3) sich ausschliefst.

Bezieht man noch

$$\xi,\ \eta,\ \zeta,\ \frac{d\xi}{dx},\ \frac{d\eta}{dx},\ \frac{d\zeta}{dx}$$

auf den Fall, dafs die Coëfficienten in (1) constant bleiben, dagegen

$$\xi_\varepsilon,\ \eta_\varepsilon,\ \zeta_\varepsilon,\ \left(\frac{d\xi}{dx}\right)_\varepsilon,\ \left(\frac{d\eta}{dx}\right)_\varepsilon,\ \left(\frac{d\zeta}{dx}\right)_\varepsilon$$

auf den Fall, dafs die Coëfficienten in (1) Functionen von x sind, also auf den Fall, wo man den Störungen in der Gränzschicht Rechnung trägt, und entwickelt alsdann die Hauptintegrale, so erhält man durch Combination dieser letzteren, Relationen zwischen den Differenzen

$$\xi-\xi_\varepsilon,\ \eta-\eta_\varepsilon,\ \zeta-\zeta_\varepsilon,\ \frac{d\xi}{dx}-\left(\frac{d\xi}{dx}\right)_\varepsilon,\ \frac{d\eta}{dx}-\left(\frac{d\eta}{dx}\right)_\varepsilon,\ \frac{d\zeta}{dx}-\left(\frac{d\zeta}{dx}\right)_\varepsilon.$$

Diese Relationen gehen, wenn ξ_0, η_0, etc. die Werthe von ξ_ε, η_ε, etc. für $x=0$ bezeichnen, für $x=0$ über in Gleichungen zwischen den Differenzen $\xi-\xi_0$, $\eta-\eta_0$, etc. — wo natürlich ξ, η, etc. die Summen der Verschiebungen und ihrer Differentialcoëfficienten vorstellen, wie sie sich für die verschiedenen zusammengehörigen einfachen Bewegungen für $x=0$ ergeben würden, wenn das Mittel sich, ohne Veränderungen in der Anordnung seiner Molecüle zu erfahren, über die Trennungsebene hinaus fortsetzte.

Unterscheidet man ferner die Buchstaben, welche sich auf das zweite Mittel beziehen, durch einen Accent, so erhält man in gleicher Weise für die im demselben erregten Bewegungen eine correspondirende Reihe von Gleichungen zwischen den Differenzen $\xi'-\xi'_0$, $\eta'-\eta'_0$, etc. Da aber die schwingenden Theilchen in der Gränzfläche mit gleichem Recht dem ersten wie dem zweiten Mittel angehören, so können sich ξ_0, η_0, etc. nicht von ξ'_0, η'_0, etc. unterscheiden. Eliminirt man daher aus den beiden Reihen von Gleichungen die Ausdrücke ξ_0, η_0, etc., so resultiren Gleichungen zwischen ξ, η, etc. und ξ', η', etc., welche unabhängig sind von den gestörten Verschiebungswerthen der inhomo-

genen Gränzschicht und welche demnach auf die Reflexions- und Brechungsgesetze führen, ohne dafs man nöthig hätte, die Natur der wirklichen Bewegungen in der Gränzschicht zu kennen.

Es sind dies die oben sogenannten Gränzgleichungen, welche so lauten:

$$4)\quad \xi = \xi', \quad \eta = \eta', \quad \zeta = \zeta', \quad \frac{d\xi}{dx} = \frac{d\xi'}{dx}, \quad \frac{d\eta}{dx} = \frac{d\eta'}{dx}, \quad \frac{d\zeta}{dx} = \frac{d\zeta'}{dx},$$

wo aber selbstverständlich ξ, η, ζ nicht die Ausdrücke aus (2) selber, sondern Summen solcher Ausdrücke sind, deren Glieder dadurch aus den Ausdrücken in (2) hervorgehen, dafs man in ihnen für u successiv die verschiedenen aus der charakteristischen Gleichung hervorgehenden, zulässigen Werthe substituirt, und den Coëfficienten A, B, C die diesen Werthen von u entsprechenden Werthe ertheilt. Ebenso bezeichnen ξ', η', ζ' die analogen Summen der einfachen Integrale aus den Differentialgleichungen des zweiten Mittels, correspondirend den zusammengehörigen Bewegungen eben dieses Mittels.

Eine erste Folgerung, welche sich aus den Gleichungen (4) ziehen läfst, ist, dafs die Werthe von v, w, s, welche den verschiedenen Bewegungen des ersten Mittels gemeinsam sind, den Werthen von v', w', s' der mit ihnen verbundenen einfachen Bewegungen des zweiten Mittels gleich sein müssen — Correspondenzprincip. Aus der Gleichheit der Werthe von s folgt die Gleichheit der Oscillationsdauer in beiden Mitteln, und aus der Gleichheit der Werthe von v und w die Abhängigkeit der Reflexions- und Brechungswinkel vom Einfallswinkel[1]) (für beiderseits durchsichtige isophane Mittel unter andern insbesondere das Cartesische Gesetz).

Da von den Bewegungen im ersten Mittel wenigstens eine (nämlich die des einfallenden Strahls) als eine sich ungeschwächt fortpflanzende vorauszusetzen ist, so hat man wenigstens für eine

[1]) Da nämlich $\mathfrak{u}x + \mathfrak{v}y + \mathfrak{w}z = 0$ die Gleichung der Wellenebene ist, so sind $\frac{\mathfrak{u}}{k}$, $\frac{\mathfrak{v}}{k}$, $\frac{\mathfrak{w}}{k}$ die Cosinus der Winkel ihrer Normale mit den Axen. Nimmt man überdies den Durchschnitt der Einfallsebene mit der Gränzfläche zur zAxe, so wird für das Einfallslicht $\mathfrak{w} = 0$, und es stehen demnach wegen der Gleichheit der wWerthe auch die Wellenebenen der übrigen (reflectirten, verschwindenden und

Bewegung den Extinctionscoëfficienten $K=0$, also $U=V=W=0$ zu nehmen; mithin wird dann für alle zugehörigen Bewegungen (in Folge der Gleichheit aller Werthe von v, w, v', w') $V=0$ und $W=0$, so dafs sich der Extinctionsexponent Kr für sie auf Ux reducirt. Folglich sind diejenigen Bewegungen, für welche die (zwei) charakteristischen Gleichungen $U \gtrless 0$ liefern, solche, deren Amplitude mit der Entfernung von der Trennungsfläche sich mehr oder weniger bald sehr schnell ändert. Diejenigen von ihnen, welche $Ux < 0$ geben, bilden demnach sogenannte verschwindende Strahlen, während diejenigen, welche $Ux > 0$ geben, weil ihre Amplituden mit der Entfernung von der Gränzfläche ins Unbestimmte wachsen würden, in ein System unendlich klein bleibender Schwingungen nicht passen, und sohin von selbst aufser Rechnung bleiben.

Für transparente isophane Mittel liefert die charakteristische Gleichung zwei Werthe für u, in denen $U \gtrless 0$. Dieselben entsprechen longitudinalen Schwingungsbewegungen [1]) und geben $u=0$ und für U zwei gleiche und entgegengesetzte Werthe, so dafs, je nachdem das Mittel auf der positiven oder negativen Seite der x Axe liegt, die zum negativen oder die zum positiven Werthe von U gehörenden Bewegungen einen verschwindenden Strahl bilden. Wegen $u=0$ wird dieser verschwindende Strahl parallel der Trennungsfläche.

Ist auch das zweite Mittel durchsichtig und isophan, aber optisch dünner als das erste, so wird der Werth von u'^2, welcher den transversalen Vibrationen in demselben zukommt, und eine Function des Einfallswinkels ist, positiv, also u reell und gleich U — sobald der Einfallswinkel eine gewisse Gränze überschreitet; der gebrochene Strahl, der bis dahin ein ungeschwächt sich fortpflanzender gewesen war, erlischt mithin in endlicher Entfernung

gebrochenen) Strahlen auf der Einfallsebene senkrecht. Ferner ist dann $\frac{\mathfrak{v}}{k}$ der Sinus des Winkels zwischen der Wellennormale und dem Einfallsloth, also respective der Sinus der Einfallswinkel, Reflexionswinkel und Brechungswinkel, so dafs die Gleichheit der $\mathfrak{v}$Werthe die Beziehungen zwischen diesen Sinus liefert.

[1]) Diese Schwingungen sind im Allgemeinen elliptisch; die elliptischen Bahnen liegen aber in einer auf der Wellenebene senkrechten Ebene.

von der Trennungsfläche, und man kommt so auf den Fall der totalen Reflexion.

Die Gleichungen (4), sowie diejenigen Folgerungen aus diesen und aus der charakteristischen Gleichung, welche im Vorstehenden angedeutet worden sind, hat nun Hr. Beer in den Aufsätzen 1) bis 4) als feststehend vorausgesetzt, und von dieser Basis aus die Gleichungen (4) weiter transformirt, um daraus die Elemente der reflectirten und gebrochenen Strahlen und damit die Reflexions- und Brechungsgesetze herzuleiten.

Um einem leicht entstehenden Mifsverständnifs vorzubeugen, fügen wir noch folgende Bemerkung hinzu.

Ueber die eben erwähnten, dem Cauchy entlehnten Grundlagen drückt sich der Verfasser (Pogg. Ann. XCII. 403) wie folgt aus:

„Der Reflexionstheorie liegen zwei Principien zu Grunde. Das erste Princip verlangt, dafs die Periode aller bei dem Uebergange des Lichts aus einem Mittel ins andere zur Sprache kommenden Bewegungen gleich sei — es ist dies das von Cauchy sogenannte Princip der correspondirenden Bewegungen. Dem zweiten Principe zufolge zeigt der Ort von Aethertheilchen, welche auf einem Einfallslothe liegen, keine Unterbrechung der Stetigkeit, wenn man aus dem ersten Mittel in das zweite übergeht, und zwar findet dies für jedes Einfallsloth und zu jeder Zeit statt — Princip der Continuität der Bewegung."

„Dem ersten Princip wird Rechnung getragen, indem man in den Gleichungen der einzelnen Wellenbewegungen dem Quotienten aus der Geschwindigkeit in die Wellenlänge, also der Oscillationsdauer, stets denselben Werth beilegt."[1])

„Das zweite Princip fällt mit der Unterstellung zusammen, dafs die Curve, auf welcher die Aethertheilchen eines Lothes im

[1]) Vollständiger drückt der Verfasser an einer andern Stelle (Pogg. Ann. XCI. 471) das Princip der correspondirenden Bewegungen (welches nach Cauchy nicht blofs in der Uebereinstimmung der Werthe von s, sondern auch derer von u und v besteht) aus, indem er sagt, dafs es die Beständigkeit der Oscillationsdauer, und die Uebereinstimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Oscillationszustandes in der Richtung der brechenden Fläche fordere.

ersten Mittel zu irgend einer Zeit liegen, an der Trennungsfläche beider Mittel mit der entsprechenden Curve des zweiten Mittels zusammentrifft, und dafs beide Curven da, wo sie zusammenstofsen, einander auch berühren. Der mathematische Ausdruck für diese Erfordernisse liegt darin etc." (Hier folgen in Worten unsere obigen Gleichungen (4).)

Man wird durch diese Worte, in Verein mit anderen Stellen der vorliegenden Abhandlungen leicht auf den Gedanken geführt, der Verfasser meine, dafs in der so gestellten Umschreibung des Inhaltes der Gleichungen (4) sich deren Wahrheit unmittelbar ausprägе, und diese daher eines weiteren Beweises nicht bedürften. Solche Ansicht würde aber, wenn sie wirklich der Verfasser gehabt haben sollte, nicht mit den Anschauungen Cauchy's in Einklang stehen. Es ist allerdings ohne Beweis klar, dafs — wenn Continuität in den Bewegungen stattfinden soll — in der Trennungsfläche die correspondirenden Verschiebungen und ihre auf x bezogenen Differentialcoëfficienten für beide Mittel dieselben sein müssen, oder mit anderen Worten: dafs die Wellenlinien, welche die im Einfallslothe auf einander folgenden Molecüle bei ihren Bewegungen im ersten und im zweiten Mittel bilden, in der Trennungsfläche beständig genau zusammentreffen, und dort gemeinsame Tangenten haben; allein dies gilt nur für die wirklichen in der (unhomogenen) Gränzschicht stattfindenden Bewegungen, von deren Beschaffenheit wir nichts wissen, nicht aber ohne besonderen Nachweis für die Bewegungen, die in den Gränzgleichungen (4) gemeint sind. Diese Gleichungen sagen nämlich unseren obigen Erläuterungen zufolge aus, dafs die genannte Uebereinstimmung auch dann gelte, wenn man für die wahren Bewegungen diejenigen substituirt, welche stattfinden würden, wenn die Gränzschicht keine Störungen veranlafste. In der That hat auch der Verfasser ganz richtig überall bei seinen Substitutionen die Gränzwerthe und insbesondere die Extinctionscoëfficienten aus den Bewegungsgleichungen homogener, isotroper Mittel hergenommen, was nicht erlaubt gewesen wäre, wenn es sich um die wahren Bewegungen in der Trennungsfläche gehandelt hätte. Jedenfalls würde jeder Mifsdeutung vorgebeugt worden sein, wenn der Verfasser bei der ersten oben

angeführten Inhaltsangabe des (zweiten) Princips die Wendung gebraucht hätte: „dafs der Ort der Theilchen im Einfallsloth seine Stetigkeit behalten würde, wenn man den modificirenden Einflufs, den die Unhomogenität der Gränzschicht ausübt, unberücksichtigt läfst", und wenn eine gleiche Einschränkung bei der zweiten Version der Inhaltsangabe hinzugefügt wäre.

Was die Ausführung — nämlich die Anwendung der besprochenen beiden Principien zur Ermittelung der Elemente der reflectirten und gebrochenen Strahlen — betrifft, so müssen wir den Leser auf die Abhandlungen selber verweisen, und wir beschränken uns nur auf folgende allgemeine Bemerkungen, welche sich zum Theil auf einige Unterschiede in der Beer'schen und Cauchy'schen Behandlungsweise beziehen.

1) Die zur Sprache kommenden verschwindenden Strahlen in den durchsichtigen Mitteln setzt Hr. Beer von vorn herein als streifende voraus, oder — was auf dasselbe hinauskommt — er ertheilt den entsprechenden Cauchy'schen u Werthen [1]) von vorn herein reelle Werthe, und beweist die Berechtigung zu dieser Annahme dadurch, dafs er zeigt, dafs sie weder den Gränzgleichungen noch den allgemeinen Bewegungsgleichungen widerspricht. Cauchy dagegen findet die u Werthe, und dafs sie in den betreffenden Fällen reell werden, durch directe Auflösung der charakteristischen Gleichung. Man gewinnt dabei mithin gleichzeitig die Ueberzeugung, dafs nicht streifende verschwindende Strahlen in durchsichtigen Mitteln an der Gränze sich in keinem Falle bilden können.

2) In dem zweiten Aufsatze sind in der ersten Hälfte die Fresnel'schen Formeln für die Totalreflexion, in der zweiten Hälfte die verbesserten Cauchy'schen entwickelt worden. Die ersten Formeln — auf die man auf dem strengen Wege kommt, wenn man bei den mehrerwähnten Transformationen den Ellipticitätscoëfficienten vernachlässigt, oder besser gesagt, wenn man

[1]) Es sei hier bemerkt, dafs die oben mehrfach besprochenen u Werthe von Cauchy nichts zu thun haben mit den Gröfsen, welche in den Beer'schen Abhandlungen durch u bezeichnet worden sind. In den letzteren stellen die u und v Gröfsen vor, welche den Amplituden proportional sind.

die beschränkende Voraussetzung macht, dafs das Mittel das reflectirte Licht unter dem Polarisationswinkel vollständig linear polarisire — hat schon Cauchy (C. R. IX. 764) in ausgeführter Weise dargestellt, wenn schon in etwas anderer Art, wie es hier vom Verfasser geschehen ist. — Hr. Beer nämlich behandelt in seiner Darstellung die Totalreflexion als einen abgesonderten Fall, indem er sofort den gebrochenen Strahl als einen streifenden einführt, und geht dabei auf eine besondere Reihe Cauchy'scher Gränzgleichungen zurück, während Cauchy, ohne eine vorläufige Voraussetzung über die Richtung des gebrochenen Strahls zu machen, den Fall in seinem Zusammenhange mit dem der partiellen Reflexion betrachtete — was ihm den Vortheil gab, dafs er, ohne auf die Stammformeln zurückzugehen, aus den fast fertigen Formeln für die partielle Reflexion die Gleichungen für die totale Reflexion herleiten konnte.

Für die verbesserten Formeln hat Cauchy die Entwickelung nicht geliefert; doch würde der Verfasser sich ihre Reproduction vielleicht etwas erleichtert haben, wenn er die (C. R. IX. 769) schon gefundenen Gleichungen, welche noch ganz allgemein gelten, unter Fortlassung der Beschränkung, dafs der Elliptícitätscoëfficient gleich Null sei, weiter behandelt hätte.

3) Der vierte Aufsatz, offenbar der verdienstlichste von allen, schon weil uns da Cauchy am meisten im Stiche gelassen hat, behandelt dieselbe Aufgabe wie der dritte Aufsatz, nämlich die Reflexion an Metallen, aber in einer solchen Erweiterung, dafs die Schlüfsformeln, selbst allgemeiner und vollständiger wie die von Cauchy gegebenen, da sie den Ellipticitätscoëfficienten in sich schliefsen, zugleich die genaueren Formeln des Falles umfassen, wo beide Mittel durchsichtig sind.

Zugleich schulden wir dem Verfasser Dank, dafs er die Mühe übernommen hat, aus den Jamin'schen Beobachtungen mit Hülfe der dazu von ihm bequem gemachten Formeln die Auslöschungs- und Brechungsverhältnisse der Hauptspectralfarben für eine Reihe von Metallen (Silber, Glockengut, Stahl, Zink, Spiegelmetall, Kupfer, Messing) zu berechnen. Die angeschlossene Tabelle der gewonnenen Zahlen giebt nämlich interessante Aufschlüsse über die Absorptions- und Dispersionsverhältnisse, welche letztere zum

Theil wesentlich von denen der durchsichtigen Körper abweichen. So z. B. nimmt danach das Brechungsverhältnifs bei mehreren Metallen (insbesondere auffallend schnell beim Stahl und Zink) ab, wenn man vom rothen Ende des Spectrums zum violetten geht, während bei durchsichtigen Mitteln der Gang gerade der umgekehrte ist. Ferner zeigt sich für alle Metalle ohne Ausnahme, dafs die Absorption vom rothen nach dem violetten Ende hin entschieden abnimmt.

4) Der fünfte Aufsatz enthält die Begründung der in den vorangehenden Abhandlungen benutzten Ausdrücke für die Extinction der verschwindenden Strahlen an der Gränze durchsichtiger Mittel, sowie der Ausdrücke für die Extinctions- und (mit dem Einfallswinkel sich ändernden) Brechungsverhältnisse der durch opake Körper gebrochenen Strahlen. Das angewendete Verfahren ist im Allgemeinen das Cauchy'sche, d. h. es werden die particulären Integralwerthe von ξ, η, ζ in die allgemeinen Bewegungsgleichungen substituirt, um die Beziehungen zwischen den fraglichen Constanten zu gewinnen. Cauchy hatte sich indefs die Sache dadurch sehr bequem gemacht, dafs er nicht, wie Hr. Beer, von den gemischten Differenzengleichungen für die allgemeinen Bewegungen ausging, sondern sogleich von den daraus hergeleiteten partiellen Differentialgleichungen (1), und dafs er aufserdem diese sofort auf homogene Gleichungen reducirt annahm, was auf eine Näherung hinauskommt, die für den in Rede stehenden Zweck übrigens völlig genügte. Die Substitutionen und Eliminationen machten sich dadurch aufserordentlich leicht und schnell. Es scheint, dafs Hr. Beer diesen Vortheil absichtlich nicht benutzt hat, um sich seinen Formeln aus der „Einleitung in die höhere Optik" unmittelbarer anzuschliefsen.

Ob die Formeln, welche der Verfasser für die Extinctions- und Brechungsverhältnisse opaker Körper gefunden hat, dieselben seien, auf welche Cauchy gekommen ist, und welche er zur Herstellung seiner Metallreflexionsformeln benutzt hat, läfst sich freilich nicht bestimmt behaupten, da derselbe nirgends Andeutungen darüber gegeben hat; doch spricht dafür die Uebereinstimmung in den Resultaten für die Intensität des reflectirten Lichts.

Was endlich den sechsten Aufsatz betrifft, in welchem die FRESNEL'schen Reflexionsformeln entwickelt werden, die nur dann strenge Geltung haben, wenn das brechende Mittel das unter dem Polarisationswinkel auffallende Licht geradlinig polarisirt zurückwirft, so ist derselbe von geringerer Wichtigkeit, da die betreffenden Formeln als besonderer Fall in den vorbetrachteten allgemeinen Formeln enthalten sind. Interessant ist er inzwischen durch die physikalische Ausdeutung verschiedener Theile der Bewegungsgleichungen. *Rd.*

Fernere Literatur.

L. L. VALLÉE. Note sur plusieurs théorèmes relatifs aux systèmes de droites situées dans l'espace et sur les deux mémoires d'optique de MALUS. C. R. XXXVIII. 18-19.

Vierter Abschnitt.

Wärmelehre.

26. Theorie der Wärme.

W. J. M. Rankine. On the mechanical action of heat. Phil. Mag. (4) VII. 1-21, 111-122, 172-185, 239-254. Siehe Berl. Ber. 1850, 51. p. 566.

J. P. Joule. Ueber das mechanische Wärmeäquivalent. Pogg. Ann. Erg. IV. 601-630. Siehe Berl. Ber. 1850, 51. p. 585.

J. P. Joule and W. Thomson. On the thermal effects of fluids in motion. No. II. Proc. of Roy. Soc. VII. 127-130; Phil. Mag. (4) VIII. 321-323*; Phil. Trans. 1854. p. 321-364*.

Die beiden Verfasser haben ihre wichtigen Versuche [1]) über die Temperaturveränderung der Luft, welche durch enge Oeffnungen gepreſst wird, in manchen Einzelheiten noch verbessert und fortgesetzt. Die engen Oeffnungen wurden jetzt dargestellt durch eine Masse von Watte oder Seide, eingeschlossen in eine Röhre von Buxbaumholz und zusammengepreſst zwischen zwei durchlöcherten Messingplatten. Dadurch bekamen sie eine ganz gleichmäſsige Strömung der Luft; doch brachten Aenderungen in dem Drucke der zugeführten Luft Temperaturschwankungen hervor, die zuweilen nach einer halben Stunde noch merklich waren.

Die erste Reihe ihrer Versuche bezieht sich auf atmosphärische Luft. Sie hatten schon früher gefunden, daſs bei dem Entweichen der Luft durch enge Oeffnungen eine geringe Abkühlung eintritt, daſs also die Abkühlung, die das Gas durch die

[1]) Berl. Ber. 1850, 51. p. 589, 1852. p. 361, 1853. p. 412.

Ausdehnung erleidet, gröfser ist als die Wärme, welche durch Vernichtung der lebendigen Kraft des Gases in den engen Canälen entsteht, während beide Gröfsen nach MAYER's Voraussetzung in einem vollkommenen Gase ganz gleich grofs sein müfsten. Die Verfasser fanden nun, dafs die Abkühlung dem Druckunterschiede proportional ist, nämlich 0,27° C. für den Unterschied einer Atmosphäre bei 16° C. Bei höheren Temperaturen ist die Abkühlung geringer als bei niederen.

Versuche mit Kohlensäure ergaben, dafs dieses Gas bei 16°C. etwa 4½mal stärker abgekühlt wird als atmosphärische Luft. Diese Versuche stimmen bei allen verschiedenen Temperaturen gut überein mit einem theoretischen Resultate, welches RANKINE aus einer von ihm aufgestellten und auf Messungen von REGNAULT gegründeten empirischen Formel für den Druck der Kohlensäure bei bestimmter Temperatur und Dichtigkeit mit Hülfe der Grundgleichungen der mechanischen Wärmetheorie abgeleitet hatte.

Die Formeln von RANKINE sind folgende. Es sei

P der Druck in Pfunden auf den Quadratfufs,

V das Volumen von ein Pfund Gas in Cubikfufs,

P_0 eine Atmosphäre,

V_0 das theoretische Volumen im vollkommenen Gaszustande beim Drucke P_0 und der Temperatur 0°,

$P_0 V_0$ für Kohlensäure gleich 17264 Fufs,

K die dynamische specifische Wärme bei constantem Druck, gleich 300,7 Fufs,

C die absolute Temperatur des schmelzenden Eises gleich 274° C.

Dann ist der Druck der Kohlensäure gegeben durch die Gleichung

$$\frac{PV}{P_0 V_0} = \frac{T+C}{C} - \frac{a}{T+C} \cdot \frac{V_0}{V},$$

worin $a = 1,9$.

Die Abkühlung beim Ausströmen durch enge Oeffnungen ist

$$ST = \frac{P_0 V_0}{K} \cdot \frac{3a}{T+C} \left\{ \frac{V_0}{V_1} - \frac{V_0}{V_2} \right\}.$$

Ein Versuch mit Wasserstoffgas zeigte eine Abkühlung, deren Betrag etwa $\frac{1}{13}$ von der der atmosphärischen Luft war. Da das Wasserstoffgas sich dem Zustande eines vollkommenen Gases am

meisten nähert, so bestätigt dies die theoretische Vermuthung, dafs bei einem vollkommenen Gase die Abkühlung ganz fehlen würde, und dafs die Abweichungen der gebrauchten Gase von dem Mariotte'schen und Gay-Lussac'schen Gesetze als Grund der Abkühlung zu betrachten sind.

Die Verfasser leiten nachstehende theoretische Folgerungen aus ihren Versuchen her.

1) Es werden die Beziehungen zwischen der entwickelten Wärme und der geleisteten Arbeit bei der Compression der atmosphärischen Luft, der Kohlensäure und des Wasserstoffgases gefunden. Beide Gröfsen sind nahehin äquivalent; aber die entwickelte Wärme übersteigt das Aequivalent der verwendeten Arbeit bei Kohlensäure um $\frac{1}{77}$ des Ganzen, bei atmosphärischer Luft um $\frac{1}{120}$.

2) Es folgt aus diesen Versuchen, aus Regnault's Messungen über die latente Wärme und den Druck des gesättigten Wasserdampfes und aus den Grundgleichungen der mechanischen Wärmetheorie, dafs die Dichtigkeit des gesättigten Dampfes mit dem Drucke schneller wächst, als es nach Mariotte's und Gay-Lussac's Gesetzen der Fall sein sollte. Dasselbe hatte schon Clausius [1]) geschlossen, indem er die Gleichheit der in No. 1. betrachteten Gröfsen voraussetzte, welche Voraussetzung durch die vorliegenden Versuche wenigstens bis zu einer sehr grofsen Annäherung bestätigt wird.

3) Es wird durch diese Versuche bewiesen, dafs Carnot's Temperaturfunction μ wirklich sehr nahe den Werth hat, welcher aus Mayer's Hypothese herfliefst, nämlich

$$\mu = \frac{A}{C+T},$$

wo A das mechanische Aequivalent der Wärmeeinheit ist. Daraus folgt

$$C+T = \frac{A}{\mu}.$$

Die Verfasser finden den Werth von $\frac{A}{\mu}$ bei 16° gleich 288,82°.

4) Da die bisherigen thermometrischen Messungen der Tem-

[1]) Berl. Ber. 1850, 51. p. 578.

peratur T alle von den Eigenthümlichkeiten in der Ausdehnung des thermometrischen Körpers abhängen, so erscheint es zweckmäßsiger die Gröſse $\frac{A}{\mu}$ als das absolute Maaſs der Temperatur zu benutzen, welches nach den vorliegenden Versuchen nahehin mit den Maaſsen des Gasthermometers übereinstimmen muſs. Nennt man die Differenz der Temperatur des schmelzenden Eises und des Siedepunkts unter 760^{mm} Druck 100 Grad, so ist die erstere Temperatur in absolutem Maaſse 273,7°. Die Gasthermometer können bei constantem Volumen oder constantem Drucke gebraucht werden. Nennen wir die in der ersteren Weise gemessene Temperatur T_1, die in zweiter Weise gemessene T_2 und die absolute Temperatur, von 0° an gezählt, T_0, so enthält folgende Tafel eine Vergleichung dieser Temperaturen.

T_0	$T_1 - T_0$	$T_2 - T_0$
0	0,0000	0,0000
20	+0,0298	+0,0404
40	+0,0403	+0,0477
60	+0,0366	+0,0467
80	+0,0223	+0,0277
100	0,0000	0,0000
120	−0,0284	−0,0339
140	−0,0615	−0,0721
160	−0,0983	−0,1134
180	−0,1382	−0,1571
200	−0,1796	−0,2018
220	−0,2232	−0,2478
240	−0,2663	−0,2932
260	−0,3141	−0,3420
280	−0,3610	−0,3897
300	−0,4085	−0,4377

5) Es wird eine empirische Formel für den Druck der Luft als Function der Dichtigkeit und der absoluten Temperatur gesucht, welche die Bedingungen erfüllt a) daſs die beobachteten Abkühlungen beim Ausfluſs durch enge Oeffnungen stattfinden, b) daſs sie mit Regnault's Beobachtungen über die Ausdehnung durch Erwärmung stimmt und c) ebenso mit Regnault's Versuchen über Verdichtung durch Druck. Die ermittelte Formel ist

$$pv = H\left\{t - \frac{\Phi}{v}\left[\alpha - \frac{\beta}{t} + \frac{\gamma}{t^2}\right]\right\},$$

worin

$\alpha = 0{,}001281\,1,$
$\beta = 1{,}3918,$
$\gamma = 353{,}2,$

t die absolute Temperatur (vom absoluten Nullpunkt $-273{,}72^\circ$ C. gerechnet),

Φ das Volumen eines Pfundes beim normalen atmosphärischen Drucke = 12,387 Cubikfufs,

v das Volumen beim Drucke p,

H = 26224 engl. Fufs (Höhe der Atmosphäre, wenn sie constante Dichtigkeit hätte bei 0°).

Aus dieser empirischen Formel für die Spannkraft der Luft lassen sich nun vermittelst der Grundgleichungen der mechanischen Wärmetheorie noch Werthe für die specifische Wärme der Luft bei verschiedenen Temperaturen und Dichtigkeitszuständen ableiten. Die Verfasser geben eine Tafel, worin die Gröfse der specifischen Wärmen bei verschiedener Dichtigkeit und Temperatur in mechanischen Einheiten ausgedrückt ist. Die specifische Wärme der atmosphärischen Luft bei constantem Druck, verglichen mit der eines gleichen Gewichtes Wasser, ist nach ihnen

	beim Druck von 1 Atmosphäre	5 Atmosphären
zwischen 0° und 100°	0,2390	0,2428
- 100 - 300	0,2384	0,2396.

Regnault, dessen Messungen von den Verfassern noch nicht benutzt waren, hat gefunden bei 1 Atmosphäre Druck

zwischen 10° und 100°	0,2377
- 100 - 225	0,2376.

Die Abweichung dieser Werthe wird wahrscheinlich durch einen kleinen Fehler in den bisherigen Bestimmungen des Verhältnisses der specifischen Wärmen aus der Schallgeschwindigkeit bedingt sein [1]). *Hm.*

[1]) Berl. Ber. 1853. p. 417.

W. J. M. Rankine. On the geometrical representation of the expansive action of heat, and the theory of thermodynamic engines. Phil. Trans. 1854. p. 115-175; Phil. Mag. (4) VII. 288-291*; Inst. 1854. p. 265-266; Proc. of Roy. Soc. VI. 388-392.

Hr. Rankine giebt in diesem Aufsatze eine sehr anschauliche graphische Darstellung der mechanischen Wärmetheorie mit Hülfe zweier Systeme von Curven. Als Abscissen werden gebraucht die Werthe des Volumens eines gegebenen Körpers, als Ordinaten die Werthe des zugehörigen Drucks. Zeichnet man die Werthe des Drucks bei verschiedenem Volumen so auf, wie sie sich herausstellen, wenn die ganze sensible oder actuelle Wärmemenge in der Substanz constant erhalten wird, so erhält man die isothermalen Curven. Dabei mufs dem sich ausdehnenden Körper von aufsen so viel Wärmemenge zugeführt werden, als der von ihm verrichteten Arbeit äquivalent ist. Läfst man den Körper sich dagegen ausdehnen, indem ihm keine Wärme zugeführt wird, so nimmt der Druck schneller ab, und man erhält ein zweites System von Curven, die Hr. Rankine Curven ohne Wärmetransmission nennt. In einem solchen System von Curven lassen sich nun leicht die verschiedenen Werthe der Arbeit, welche ein Körper bei beliebigen Veränderungen seines Volumens und seiner Wärmemenge verrichtet, sowie die Wärmemengen, welche dabei ab- und zufliefsen, durch Flächenräume darstellen, die durch die verschiedenen Curven begränzt sind, und Referent glaubt deshalb diese Darstellungsmethode solchen Lesern empfehlen zu können, die in den abstracten Begriffen der mechanischen Wärmetheorie Schwierigkeiten finden. *Hm.*

Martens. Sur l'origine ou la nature du calorique. Bull. d. Brux. XXI. 1. p. 149-159 (Cl. d. sc. 1854. p. 65-75); Inst. 1854. p. 228-230.

Hr. Martens stellt eine Reihe von Betrachtungen an über die Annahme, dafs die Wärme vielleicht identisch mit dem neutralen elektrischen Fluidum sein könnte. Er erklärt sich dabei gegen die mechanische Wärmetheorie, behauptet, es existire noch

kein Factum, welches der Annahme eines Wärmestoffs geradezu widerspreche, ohne dafs er jedoch auf die springenden Punkte hier näher eingeht. Nur die Reibung erwähnt er, und scheint geneigt anzunehmen, dafs der Wärmestoff durch sie eine allotropische Modification erleide, die ihm eine stärkere Wirksamkeit ertheile. Dann geht er auf die Versuche von de la Provostaye und Desains [1]) ein, aus denen hervorgehen sollte, dafs durch einen Draht zwei elektrische Ströme in entgegengesetztem Sinne fliefsen können, ohne Wärme zu erzeugen. Hr. Martens weist ohne viel Mühe nach, dafs dieser Schlufs, der nur bei der grofsen Unbekanntschaft der meisten französischen Physiker mit den Gesetzen der Elektricitätsleitung möglich war, ganz fehlerhaft ist, und benutzt dies, um seiner Ansicht von der Identität des Wärmestoffs und der neutralen Elektricität eine neue Stütze zu geben.

Hm.

Person. Note sur l'équivalent mécanique de la chaleur. C. R. XXXIX. 1131-1131; Inst. 1854. p. 434-435*; Cosmos V. 692-693; Z. S. f. Naturw. IV. 454-455; Silliman J. (2) XIX. 421-422.

Hr. Person berechnet aus Regnault's neuen Messungen der specifischen Wärme der Luft das mechanische Aequivalent der Wärme zu 424 Meter nach derselben Methode, wie Rankine und Thomson dies umgekehrt mit unvollkommeneren Beobachtungsdaten gethan haben [2]).

Hm.

H. Helmholtz. Erwiederung auf die Bemerkungen von Herrn Clausius. Pogg. Ann. XCI. 241-260*; Cosmos IV. 783-784.

R. Clausius. Ueber einige Stellen in der Schrift von Helmholtz „über die Erhaltung der Kraft". Zweite Notiz. Pogg. Ann. XCI. 601-604*.

Diese beiden vorstehenden Abhandlungen setzen den Streit fort, welcher durch die im Berl. Ber. 1853. p. 446 erwähnte Abhandlung von Hrn. Clausius begonnen war. Betreffs der theore-

[1]) Berl. Ber. 1853. p. 473.
[2]) Berl. Ber. 1853. p. 417-419.

tischen Ableitung der Wärme, welche zwei gleiche Massen entgegengesetzter Elektricität bei ihrer Entladung hervorbringen, hat Referent sich bemüht nachzuweisen, daſs Hr. Clausius die Principien seines Beweises miſsverstanden habe, und dieselben deutlicher aus einander zu setzen gesucht; indessen ist es ihm nicht gelungen Hrn. Clausius zu überzeugen, daſs sein Verfahren legitim sei. Da bei diesem Punkte die beiden Streitenden über das Wesen der Sache durchaus einig sind, und der Gegenstand nur persönliches Interesse hat, ist es unnöthig, ihn hier weiter zu erörtern. Betreffs der Anwendung des theoretischen Princips auf die Versuche von Riess hat Referent die in seiner Schrift über die Erhaltung der Kraft gegebenen kurzen Andeutungen näher specificirt. Bei groſsen Leitungswiderständen werden jedenfalls die im Funken oder sonst auſserhalb des Leitungsdrahtes stattfindenden Arbeitsleistungen verschwindend klein gegen die Wärmeentwickelung im Leitungsdrahte, und unter diesen Umständen ist der mit der Forderung des theoretischen Princips übereinstimmende Schluſs gerechtfertigt, daſs die entwickelte Wärmemenge constant sei bei gleicher Ladung der Batterie und unabhängig vom Schlieſsungsbogen. Andrerseits folgt dann aus der Uebereinstimmung der aus den Beobachtungen von Riess abgeleiteten Formel für die Erwärmung des Schlieſsungsdrahtes, daſs auch bei kürzeren Leitungsdrähten, wie sie in den Versuchen angewendet wurden, die auſserhalb des Leitungsdrahtes stattfindenden Arbeitsleistungen der entladenen Elektricität entweder verschwindend klein sind, oder nach demselben Gesetze erfolgen, wie im Leitungsdrahte selbst. Wenn wir also das allgemeine Princip durch die Versuche mit groſsem Leitungswiderstande als bestätigt ansehen, so folgt daraus rückwärts für die Versuche bei kleinem Leitungswiderstande, daſs auch bei diesen keine erheblichen Arbeitsleistungen vorkommen, die sich nicht dem Riess'schen Gesetze fügten. Ein dritter Streitpunkt bezieht sich auf die Behauptung des Referenten, daſs, wenn das Gesetz von der Erhaltung der Kraft allgemein gelte, die Kräfte der materiellen Punkte nur anziehende und abstoſsende sein könnten, deren Intensität von der Entfernung abhängt. Dieser Punkt erledigt sich dadurch, daſs ich in

meiner Schrift über Erhaltung der Kraft die lebendige Kraft stets nur als abhängig von der relativen Lage der beweglichen Massen gegen einander aufgefafst habe, weil wir in der Physik reell wirkende Kräfte nur von den Beziehungen reell vorhandener Naturkörper zu einander und nicht von ihren Beziehungen auf imaginäre Coordinatensysteme abhängig machen können. Hält man nur den Unterschied zwischen Punkten und körperlichen Elementen fest — der hier von grofser Wichtigkeit ist, insofern ein körperliches Element die Richtung von Coordinatenaxen reell bestimmen kann, ein Punkt aber nicht — so haben zwei Punkte keine andere Beziehung relativer Lage gegen einander als ihre Entfernung, wie sich leicht zeigen läfst. Wenn aber die lebendige Kraft als Function ihrer Entfernung betrachtet wird, so können die wirkenden Kräfte nur anziehende und abstofsende sein, deren Intensität von der Entfernung abhängt.

Wenn wir aber ein körperliches Element nehmen, was nach drei Dimensionen eine wenn auch unendlich kleine Ausdehnung hat, z. B. ein Element eines Krystalls, so sind durch seine Lage auch die Richtungen der Krystallaxen oder beliebiger anderer Coordinatenaxen gegeben, und es kann deshalb die Kräftefunction um das Element herum jede beliebige Function der Coordinaten werden. Referent hat eine Rechnungsmethode entwickelt, durch welche es möglich wird, eine Vertheilung anziehender und abstofsender materieller Punkte auf einer das körperliche Element umgebenden Kugelschale zu finden, welche die gegebene Kräftefunction in der Umgebung des Elements hervorbringen.

Schliefslich giebt Referent in seiner Abhandlung noch die Ergänzungen an, welche in Folge der neueren Arbeiten im Gebiete der inducirten elektrischen Ströme für seine Darstellung dieses Capitels in der „Erhaltung der Kraft" nothwendig werden.

Hm.

R. Clausius. Ueber eine veränderte Form des zweiten Hauptsatzes der mechanischen Wärmetheorie. Pogg. Ann. XCIII. 481-506*; Cosmos VI. 239-240; Liouville J. 1855. p. 63-86.

Das von Hrn. Clausius modificirte Carnot'sche Princip spricht bekanntlich aus, dafs Wärme nur dann in Arbeit verwandelt wer-

den kann, wenn gleichzeitig eine andere Quantität Wärme aus einem warmen in einen kalten Körper übergeht; und aus dem genannten Principe folgen zugleich bestimmte Gröfsenbeziehungen zwischen den hierbei vorkommenden Wärmequantitäten und Temperaturen. Man kann demnach eine gewisse Wärmemenge, die aus höherer in niedere Temperatur übergeht, ein Aequivalent nennen für eine andere Wärmemenge bestimmter Temperatur, die in Arbeit verwandelt wird. Wenn wir der ersteren Wärmemenge einen positiven Aequivalenzwerth beilegen, so müssen wir der in Arbeit verwandelten Wärme einen negativen geben. Hr. Clausius bestimmt nun diese Aequivalenzwerthe aus ähnlichen, etwas allgemeiner gehaltenen Betrachtungen, wie er sie in seiner früheren Abhandlung über die bewegende Kraft der Wärme [1]) gegeben hat. Er erhält daraus schliefslich eine Form des Carnot'schen Gesetzes, welche sich zu der früheren Form wie eine Integralgleichung zu ihrer Differentialgleichung verhält. Es möge hier genügen, dieselbe Form aus den früher [2]) in diesen Berichten gegebenen Grundgleichungen der mechanischen Wärmetheorie zu entwickeln. Das Carnot'sche Gesetz in seiner ursprünglichen Form spricht aus, dafs, wenn aus einer Wärmequelle von der Temperatur $t+dt$ die Quantität q übergeht in einen Körper von der unendlich wenig verschiedenen Temperatur t, eine vollkommene thermodynamische Maschine die Arbeit $q\mu dt$ erzeugt, wobei μ eine Function der Temperatur bedeutet, welche für alle Naturkörper die gleiche ist. Dabei mufs eine der gewonnenen Arbeit äquivalente Menge von Wärme dq zu Grunde gehen. Setzen wir also das Arbeitsäquivalent der Wärmeeinheit gleich A, so ist

$$(1) \qquad Adq = q\mu dt.$$

Lassen wir die in dem Körper von der Temperatur t angekommene Wärmemenge durch eine zweite thermodynamische Maschine auf einen dritten von der Temperatur $t-dt$ transportiren und so fort, so wird die übertragene Wärmemenge q immer kleiner, und wir können setzen

$$dq = \frac{dq}{dt} dt,$$

[1]) Berl. Ber. 1850, 51. p. 567.

[2]) Berl. Ber. 1850, 51. p. 569, p. 584.

so dafs aus Gleichung (1) wird

$$\frac{1}{q} \cdot \frac{dq}{dt} = \frac{\mu}{A}.$$

Diese Gleichung läfst sich nach t integriren, und wir erhalten

$$(2) \qquad \log \operatorname{nat} q = \frac{1}{A} \int \mu dt + C.$$

Wenn μ als Function von t bekannt ist, läfst sich die angezeigte Integration ausführen. Setzen wir statt μ eine andere Function T der Temperatur, welche auch, wie μ, für alle Naturkörper identisch ist, und definirt wird durch die Gleichung

$$\log \operatorname{nat} T = \frac{1}{A} \int_{t_0}^{t} \mu dt + \log \operatorname{nat} T_0,$$

und nennen wir q_0 die Quantität Wärme, welche bei der Temperatur t_0 in der oben vorausgesetzten Reihe von thermodynamischen Maschinen übrig geblieben ist, so verwandelt sich Gleichung (2) nach richtiger Bestimmung der Integrationsconstante C in

$$(3) \qquad \frac{q}{T} = \frac{q_0}{T_0}.$$

Was den Werth der hier eingeführten Function betrifft, so ist schon früher nachgewiesen worden, dafs der Werth der Function μ wenigstens nahehin gleich ist

$$\frac{A}{a + t},$$

wo $\frac{1}{a}$ den Ausdehnungscoëfficienten der vollkommenen Gase bedeutet. Dann wird

$$T = a + t.$$

T ist folglich, wenigstens nahehin, gleich den Graden des Luftthermometers, vom absoluten Nullpunkte an gezählt, oder besser, man kann die Function T als das absolute, von der Natur jedes besonderen Materials unabhängige Maafs der Temperatur betrachten, welches also nahehin mit den Maafsen des Luftthermometers übereinstimmt.

Die Gleichung (3) sagt aus, dafs, wenn die Wärmemenge q_0 durch vollkommene thermodynamische Maschinen aus einer Wärmequelle von der Temperatur t_0 ausgeht, nur die Wärmemenge q in einem Refrigerator von der Temperatur t abgeliefert wird.

Die Wärmemenge $q_0 - q$ ist verloren gegangen und in Arbeit verwandelt.

Nehmen wir nun drei Körper K_0, K_1 und K_2 bei den Temperaturen t_0, t_1 und t_2 und lassen aus dem ersten durch eine thermodynamische Maschine die Wärmemenge q_0 austreten und theils in Arbeit verwandeln, theils auf den zweiten übertragen; diese letztere auf K_1 übertragene Menge sei q, so ist

$$\frac{q}{T_1} = \frac{q_0}{T_0}.$$

Ebenso werde aus K_1 die Wärmemenge q_1 entnommen, ein Theil davon durch eine vollkommene thermodynamische Maschine in Arbeit verwandelt, und der Rest q_2 auf K_2 übertragen. Dann ist

$$\frac{q_1}{T_1} = \frac{q_2}{T_2}.$$

Machen wir nun $q = q_1 - q_2$, so folgt aus beiden Gleichungen

$$(4) \qquad \frac{q_0}{T_0} = q_2\left[\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right].$$

Dabei ist im Ganzen in Arbeit verwandelt worden die Wärmemenge

$$q_0 - q + q_1 - q_2 = q_0,$$

d. h. gerade die Wärmemenge, welche aus K_0 genommen ist. Der zweite Körper K_1 hat verloren Wärme

$$q_1 - q = q_2,$$

d. h. gerade so viel, als K_2 gewonnen hat. Man kann also den ganzen Procefs so ansehen, als wenn der Körper K_0 die Wärmemenge q_0 geliefert hätte, um in Arbeit verwandelt zu werden, und als äquivalente Veränderung dafür die Wärmemenge q_2 aus K_1 nach K_2 übertragen sei. In diesem Sinne ist nach Gleichung (4) als Aquivalenzwerth der ersten Veränderung $\frac{q_0}{T_0}$ zu betrachten, als Aequivalenzwerth der zweiten Veränderung

$$q_2\left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right);$$

beide sind einander gleich.

Schreibt man den letztern Ausdruck in der Form

$$\frac{q_2}{T_2} - \frac{q_2}{T_1},$$

so sieht man, dafs der Uebergang der Wärmemenge q_2 von der

Temperatur t_1 zur Temperatur t_2 denselben Aequivalenzwerth hat wie eine doppelte Verwandlung der ersten Art, nämlich die Verwandlung der Menge q_2 aus Wärme von der Temperatur t_1 in Arbeit und aus Arbeit in Wärme von der Temperatur t_2.

Durch diese Regel wird es leicht für jeden noch so complicirten Kreisprocefs, in welchem beliebig viele Verwandlungen der beiden Arten vorkommen, den mathematischen Ausdruck abzuleiten, welcher den Gesammtwerth aller dieser Verwandlungen darstellt. Hiernach braucht man nämlich bei einer Wärmemenge, welche ein Wärmereservoir empfängt, nicht erst zu untersuchen, welcher Theil davon aus Arbeit entstanden, und wo der übrige Theil hergekommen ist; sondern man kann statt dessen bei allen in dem Kreisprocesse vorkommenden Wärmereservoiren jede empfangene Wärmemenge im Ganzen als aus Arbeit entstanden, und jede abgegebene als in Arbeit verwandelt in Rechnung bringen. Haben verschiedene Wärmereservoire von den Temperaturen t_1, t_2, t_3 u. s. w. die Wärmemengen q_1, q_2, q_3 empfangen (abgegebene Wärmemengen als negative empfangene gerechnet), so wird der Gesammtäquivalenzwerth N aller Verwandlungen sein

$$N = \frac{q_1}{T_1} + \frac{q_2}{T_2} + \frac{q_3}{T_3} + \text{etc.}$$

Ist die Temperatur der Wärmereservoire nicht constant gewesen, so ist dafür zu setzen

$$N = \int \frac{dq}{T}.$$

Sind die Wärmeübertragungen nur durch vollkommene thermodynamische Maschinen erfolgt, so ist nach den Principien, von denen wir ausgegangen sind, $N = 0$. Ist die Veränderung dagegen theilweis durch nicht umkehrbare Processe geschehen, so wird die Summe der Aequivalenzwerthe positiv. Dergleichen nicht umkehrbare Processe sind Wärmeleitung, Wärmeentwicklung durch Reibung, Stofs, elektrische Ströme. Der Werth von N wird dann ein Maafs für den Verlust verwandlungsfähiger Naturkräfte. *Hm.*

Solution of a problem. THOMSON J. 1854. p. 12-14.

Die gestellte Aufgabe ist: Die Wärme zu bestimmen, welche brandende Wogen von 20 Fufs Wellenlänge und 3 Fufs Höhe (von Thal zu Berg gemessen) entwickeln. Die Lösung ergiebt: Die Wärmemenge, die während einer Stunde an einem Fufs des Gestades entwickelt wird, erwärmt 1 Pfund Wasser um 1891,80° C., und 180 Cubikfufs um 0,1683° C. *Hm.*

Solution of a problem. THOMSON J. 1854. p. 14-19.

Die Aufgabe ist: Die Arbeit zu finden, welche durch Ausgleichung der Temperatur zweier gegebenen Körper von verschiedenen Temperaturen erhalten werden kann, und die gemeinsame Endtemperatur zu finden.

Die Lösung ergiebt: Ist die Wärmecapacität des einen Körpers gleich w Pfunden Wassers, die des andern gleich w_1 Pfunden, und sind t und t_1 ihre Temperaturen, ϑ die Endtemperatur, diese alle von —273° C. ab gerechnet, so ist

$$t^{w} t_1^{w_1} = \vartheta^{w+w_1}.$$

Sind w und w_1 gleich, so ist ϑ ihre mittlere geometrische Proportionale.

Die Arbeit P ist

$$P = A\{w(t-\vartheta) - w_1(\vartheta - t_1)\};$$

A ist das mechanische Aequivalent der Wärmeeinheit. *Hm.*

W. J. M. RANKINE. On the mechanical action of heat. Section VI. Subsection 4. On the thermic phenomenon of currents of elastic fluids. — Supplement. Of a correction applicable to the results of the previous reduction of the experiments of Messrs. THOMSON and JOULE. Proc. of Edinb. Soc. III. 223-224*.

Hr. RANKINE bringt noch eine Correction an bei einer Rechnung über die Lage des absoluten Nullpunktes, die er mit Benutzung der Versuche von JOULE und W. THOMSON über die Abkühlung der durch enge Oeffnungen entweichenden Luft in

einer früheren Abhandlung [1]) angestellt hatte. Die Correction ist sehr klein. *Hm.*

W. Thomson. Mémoire sur l'énergie mécanique du système solaire. C. R. XXXIX. 682-687; Inst. 1854. p. 360-361; Phil. Mag. (4) VIII. 409-430; Edinb. Trans. XXI. 63-80*; Silliman J. (2) XIX. 104-105; Arch. d. sc. phys. XXVIII. 300-304; Proc. of Edinb. Soc. III. 241-244.

Hr. Thomson untersucht in dieser Abhandlung, aus welchen Quellen die Sonnenwärme ihren Ursprung nehmen könne. Entweder muſs der Sonnenkörper einen der auszustrahlenden Wärme entsprechenden Vorrath von Energie schon enthalten, sei es actuell als Vorrath von Wärme, sei es potentiell in Gestalt chemischer Kräfte; oder er muſs die ausgestrahlte Wärme von auſsen beziehen; dies kann nur durch den Fall kosmischer Massen (Meteorsteine) geschehen. Die erste Ursache hält Hr. Thomson für ungenügend, weil eine Wärmezuleitung von so groſser Schnelligkeit, wie sie die Ausstrahlung der Sonne erfordert, in Substanzen, deren Wärmeleitungsvermögen dem der irdischen Substanzen ähnlich ist, nicht vorkommen könne, oder nur bei solchen Temperaturen vorkommen könne, wobei alle Substanzen verflüchtigt würden. Von diesem Theile der Untersuchung bekennt Referent nicht ganz überzeugt zu sein, weil wir nicht beurtheilen können, was für Temperaturen die schwer flüchtigen Stoffe bei so ungeheurem Drucke ertragen können, wie er im Innern des Sonnenkörpers vorhanden ist. Hr. Thomson macht sich selbst den Einwurf, daſs durch Strömungen der geschmolzenen Massen schneller die nöthige Wärmemenge zur Oberfläche geschafft werden könne als durch Wärmeleitung. Legen wir der Sonne die Wärmecapacität des Wassers bei, so würde ihre mittlere Temperatur jährlich um $1\frac{1}{3}$° C. verringert werden.

Daſs die Annahme einer Wärmeerzeugung durch chemische Processe jedenfalls zu absurden Consequenzen führt, wenn wir die Sonne aus den uns bekannten chemischen Elementen bestehen lassen, zeigt der Verfasser. Um durch Verbrennung von

[1]) Edinb. Trans. XX. 565-589; Berl. Ber. 1853. p. 409.

Kohle, deren Dichtigkeit der mittleren Dichtigkeit der Sonne gleich wäre, die nöthige Wärme zu erzeugen, was unter den irdischen Körpern das günstigste Verhältnifs geben würde, müfste jährlich eine 55 engl. Meilen dicke Schicht abbrennen, wobei die ganze Sonne in 8000 Jahren abgebrannt sein würde.

Dagegen scheint allerdings die von Waterston[1]) gemachte Annahme, dafs die Sonnenwärme durch fallende kosmische Massen unterhalten werde, so viel man im ersten Augenblick dagegen einwenden möchte, nicht unvereinbar mit den bis jetzt bekannten Thatsachen. Die Rechnungsresultate von Hrn. Thomson weichen von denen, die Waterston gegeben hatte, etwas ab. Ein Pfund, welches aus grofser Entfernung in die Sonne fällt, ohne vorher durch Widerstand etwas von seiner lebendigen Kraft verloren zu haben, erlangt dabei eine Geschwindigkeit äquivalent einer Arbeit von 65000 Millionen Fufspfund, entsprechend einer Wärmemenge, die ein Pfund Wasser auf 47 Millionen Grade erwärmen würde. Nach derselben Annahme würde eine Schicht von 30 Fufs Dicke jährlich auf die ganze Sonnenoberfläche fallen müssen, um die ganze ausgegebene Wärme zu decken.

Hr. Thomson modificirt die Annahme von Waterston dahin, dafs die Abkunft der kosmischen Massen aus den Räumen jenseits der Erdbahn nicht angenommen werden könne, weil dadurch der Umlauf der Erde um die Sonne beschleunigt, und seit 2000 Jahren die Lage der Jahreszeiten der Erde um $1\frac{1}{2}$ Monat hätte vorgerückt sein müssen, was nachweislich nicht der Fall gewesen ist. Auch hätte dann die Erde in einem gröfseren Verhältnisse von Meteorsteinen getroffen sein müssen, als es der Fall ist. Vielmehr müssen diese kosmischen Massen innerhalb der Erdbahn gesucht werden (als Masse des Zodiakallichts), und sie müssen schon allmälig ihre Geschwindigkeit durch Widerstand verloren haben, so dafs sie zuletzt in der Nähe der Sonne als Trabanten kreisen, ehe sie sich mit ihr vereinigen. Dann wird ihre Erwärmung schliefslich nur halb so grofs werden, und es mufs deshalb doppelt so viel Masse stürzen, als vorher vorausgesetzt wurde. Dabei würde es 4000 Jahre dauern, ehe der Durchmesser der Sonne um $\frac{1}{10}$ Secunde wüchse, ehe also die

[1]) Berl. Ber. 1853. p. 410.

Gröſsenzunahme durch die vollendetsten Messungen wahrgenommen werden könnte.

Das Element, welches sich am schnellsten ändern würde, wäre die Umlaufszeit der Sonne um ihre Axe. Diese würde sich in 53 Jahren um eine Stunde verkürzen. Leider sind die Bestimmungen dieser Zeit noch bis auf 8 Stunden unsicher.

Die Masse des Zodiakallichts darf wohl höchstens auf $\frac{1}{80}$ der Sonnenmasse geschätzt werden, da sie sonst merkliche Störungen der Planetenbahnen hervorbringen würde. Daraus schlieſst Hr. Thomson, daſs, wenn die Sonne mit derselben Intensität fortleuchtet wie jetzt, sie in 300000 Jahren erlöschen wird. *Hm.*

H. Helmholtz. Ueber die Wechselwirkung der Naturkräfte. Ein populär wissenschaftlicher Vortrag. Königsberg 1854; Münchn. gel. Anz. XLI. 2. p. 59-61.

Referent hat in dieser Schrift eine populäre Darstellung des Gesetzes von der Erhaltung der Kraft und der mechanischen Wärmetheorie zu geben versucht, und Anwendungen davon auf die Physik des Weltganzen gemacht. Von den auf letztere bezüglichen Rechnungen mögen hier folgende Resultate angeführt werden. Wenn wir von der Hypothese ausgehen, daſs im Anfang die Masse der Weltkörper nebelartig durch den Raum zerstreut war, und sich durch ihre gegenseitige Anziehung zu einander endlich zusammenballte, so muſste dadurch eine ungeheure lebendige Kraft gewonnen werden, die in Wärme überging. So findet man, daſs durch die Zusammenballung der Sonnenmasse so viel Wärme erzeugt wurde, um eine gleich groſse Wassermasse bis auf 28 Millionen Grad zu erhitzen. Diese Wärmeentwicklung muſste natürlich ein Haupthinderniſs der Verdichtung der Weltkörper sein. Wenn die Bewegung der Erde um die Sonne durch einen Stoſs plötzlich in Stillstand überginge, so würde dabei so viel Wärme erzeugt werden, als die Verbrennung von 14 Erden aus Kohlenstoff hervorzubringen im Stande wäre. Fiele die Erde in die Sonne, so würde noch 400 mal mehr Wärme entwickelt werden. Wenn eine weitere Verdichtung der Sonne stattfände, so würde eine Verringerung

ihres Durchmessers um den zehntausendsten Theil seiner jetzigen Gröfse genügen, die Wärmeausgabe der Sonne für 2100 Jahre zu decken, und eine solche Veränderung des Durchmessers würde durch die feinsten astronomischen Beobachtungen nur mit Mühe erkannt werden. *Hm.*

W. Thomson. Note sur la densité possible du milieu lumineux et sur la puissance mécanique d'un mille cube de lumière solaire. C. R. XXXIX. 529-534; Edinb. Trans. XXI. 57-61*; Phil. Mag. (4) IX. 36-40; Mech. Mag. LXII. 54-56; Arch. d. sc. phys. XXVIII. 298-300; Proc. of Edinb. Soc. III. 253-255.

Hr. Thomson hat eine äufserst sinnreiche Anwendung des Gesetzes von der Erhaltung der lebendigen Kraft gemacht, um eine untere Gränze der Dichtigkeit des Lichtäthers zu finden. Pouillet hat gefunden, dafs von der Sonne in der Secunde auf jeden Quadratfufs (englisch) am Orte der Erde etwa 0,06 einer Wärmeeinheit (Centigrade), äquivalent 83 Fufspfund, ausgestrahlt wird. Die Wellen, welche in einer Secunde auf der Erde ankommen, nehmen zu Anfang der Secunde V Cubikfufse ein, wenn wir die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichts in Fufsen V nennen. Die Lichtbewegung in den V Cubikfufsen Aether in der Nähe der Erde ist also äquivalent einer Arbeit von 83 Fufspfund. In einer Cubikmeile (englisch) Aether beträgt er danach 12050 Fufspfund.

Ist ϱ die Masse der Volumeneinheit des Lichtäthers, und v die gröfste Geschwindigkeit der schwingenden Theilchen, so ist die Arbeit von geradlinig polarisirtem Lichte in der Volumeinheit gleich $\frac{1}{2}\varrho v^2$, die Arbeit von circularpolarisirtem Lichte gleich ϱv^2. Die Arbeit mehrerer gleichzeitiger Wellenzüge von verschiedener Wellenlänge ist gleich der Summe der Arbeitsäquivalente sämmtlicher einzelnen, während die gröfste Geschwindigkeit gleich der Summe der gröfsten Geschwindigkeiten der einzelnen Wellen werden kann. Daraus folgt für jede Art von Licht, dafs das mechanische Aequivalent der Lichtbewegung in irgend einem gegebenen Raume kleiner ist als das Product ϱv^2, und bei plan polarisirtem Lichte sogar kleiner als $\frac{1}{2}\varrho v^2$. Nun kennen wir zwar

die Werthe von v nicht, wissen aber, dafs eine solche Art von Fortpflanzung elastischer Schwingungen, wie wir sie im Lichte finden, nur vorkommen kann, so lange v sehr klein gegen die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichts V ist. Nennen wir g die Intensität der Schwere, und wählen als Volumeneinheit den Cubikfufs, so ist das Arbeitsäquivalent von einem Cubikfufs Aether, der in der Entfernung der Erde von der Sonne durchstrahlt wird, gleich

$$\frac{83.g}{V} < \varrho v^2.$$

Bezeichnen wir das Verhältnifs $\frac{V}{v}$ mit n, wo n also jedenfalls eine grofse Zahl ist, so folgt

$$83\frac{gn^2}{V^2} < \varrho.$$

Setzen wir n etwa gleich 50, welchen Werth wir wohl jedenfalls als zu klein betrachten dürfen, da doch schon in der Nähe der Sonne v sehr viel kleiner als V sein mufs, so ergiebt sich die Masse eines Cubikfufses Aether

$$\varrho > \frac{1}{156.10^{18}}.$$

Unter derselben Annahme folgt, dafs ein Pfund Aether (wenn wir die Masse durch ein Gewichtzeichen uns zu bezeichnen erlauben) nicht mehr Raum als einen Cubus von 1000 engl. Meilen Seite einnehmen kann, und dafs die Erde mindestens 250 Pfund Lichtäther verdrängt. *Hm.*

A. Fick. Versuch einer Erklärung der Ausdehnung der Körper durch die Wärme. Pogg. Ann. XCI. 287-290.

Nach der mechanischen Wärmetheorie mufs angenommen werden, dafs in einem wärmeren Körper die Molecüle intensivere Bewegungen von gröfserer Amplitude ausführen als in einem kälteren. Hr. Fick schliefst sich der Annahme an, dafs die wägbaren Atome der Körper umgeben seien von Aether, der um sie herum verdichtete Sphären bilde, dafs die wägbaren Atome sich gegenseitig und den Aether anziehen, die Aetheratome sich abstofsen, und die Wärme eine Bewegung in den Aethersphären

der Atome sei. Uebrigens bemerkt Referent, dafs die eingeschlagene Betrachtungsweise von dieser speciellen Annahme über die Körperconstitution ganz unabhängig ist, sobald wir nur annehmen, dafs innerhalb der einzelnen complexen Atome sich bewegte Theilchen finden, welche abstofsende Kräfte auf die Nachbaratome ausüben, und dafs die Zeiten, in denen die beweglichen Theile zu ihrer Ruhelage zurückkehren, sehr klein gegen die Zeit sind, in der die ganzen Atome Schwingungen um ihre Gleichgewichtslage auszuführen im Stande sind.

Die von Hrn. Fick angestellte Betrachtung beruht nun darauf, dafs das bewegliche Theilchen während seiner Bewegung variable Kräfte auf das Nachbaratom ausübt, und dafs während eines Zeittheilchens, wo die Entfernung gering ist, die Zunahme der Abstofsung bei den schnell mit der Entfernung abnehmenden Kräften gröfser sein wird als die Abnahme der Abstofsung in einem gleichen Zeittheilchen, wo das bewegte Theilchen sich um eben so viel jenseits seiner mittleren Entfernung befindet. Hr. Fick versinnlicht dies durch einen Versuch, wo das wägbare Atom dargestellt ist durch den Nordpol eines grofsen, langsam schwingenden Magneten, die Anziehung der Nachbaratome durch die magnetische Erdkraft, welche ihn in den Meridian zu lenken strebt, das bewegte Aethertheilchen durch ein schnell schwingendes Pendelchen, dessen unterer Theil ein Nordpol ist. Wenn der grofse Magnet unter der Einwirkung der Erdkraft und des ihn abstofsenden Pendelchens zur Ruhe gekommen ist, lasse man das Pendelchen schwingen, und man wird finden, dafs die Abstofsung, die es ausübt, wächst. *Hm.*

W. Beetz. Ueber die Wärme. p. 1-39. Berlin 1854.

Eine populäre Vorlesung. *Hm.*

L. Soret. Sur l'équivalence du travail mécanique et de la chaleur. Arch. d. sc. phys. XXVI. 33-54*.

Eine Uebersicht der bisherigen Experimentalarbeiten. *Hm.*

---

v. Behr. Bemerkungen über die neuere Theorie der Wärme. Königsberg 1854. Programm der höheren Bürgerschule.

Hr. v. Behr giebt eine ähnliche Ableitung der Grundgleichungen der mechanischen Wärmetheorie, wie Clausius früher gegeben hat, aber in etwas anderen analytischen Formen, um die Schwierigkeiten in Bezug auf die zweiten Differentiale von vorn herein zu beseitigen, welche den Streit zwischen Clausius und Holtzmann[1]) veranlafst hatten. *Hm.*

W. Hopkins. On the effect of pressure on the temperature of fusion of different substances. Athen. 1854. p. 1207-1207; Cosmos V. 469-470*, 501-501*; Dingler J. CXXXIV. 314-315; Silliman J. (2) XIX. 140-141*; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 57-58; N. Jahrb. f. Pharm. III. 96-96.

Hr. Hopkins hat seine Bestimmungen der Schmelzpunkte unter hohem Druck fortgesetzt. Da Glasgefäſse den Druck nicht aushielten, wandte er Messing an, und um den Augenblick des Schmelzens zu erkennen, lag auf der schmelzbaren Masse eine eiserne Kugel, die nach der Schmelzung in sie einsank. Eine Magnetnadel in der Nähe war durch die Kugel abgelenkt, und kehrte in ihre Ruhelage zurück, sobald die Kugel einsank. In den Cylinder wurde ein Stempel eingetrieben durch ein Gewicht, welches an einem langen Hebelarme wirkte. Es wurden die Gewichte bestimmt, die eine bestimmte Stellung des Kolbens hervorbrachten, theils indem man von schwächerem zu stärkerem Druck überging, theils umgekehrt; indem man das Mittel von beiden nahm, eliminirte man die Reibung. Die Schmelzpunkte sind:

Druck in Pfunden auf den Quadratzoll	Wallrath	Wachs	Schwefel	Stearin
0	124°	148,5°	225°	153°
7790	140	166,5	275,5	155
11880	176,5	176,5	285	165

Die leichtflüssigen Metallgemische schienen durch Druck keinen höheren Schmelzpunkt zu erhalten. *Hm.*

---

[1]) Berl. Ber. 1850, 51. p. 569.

W. J. M. Rankine. On the expansion of certain substances by cold. Phil. Mag. (4) VIII. 357-358; Silliman J. (2) XX. 113-114.

Mit Bezug auf eine Discussion in der Brittischen Association, wo Stevelly Einwände gegen die mechanische Wärmetheorie aus dem Factum glaubte ableiten zu können, dafs gewisse Körper sich durch Kälte ausdehnen, bemerkt Hr. Rankine, dafs die Grundsätze der mechanischen Wärmetheorie gar nichts darüber festsetzen, welche Function von dem Druck und der Temperatur das Volumen eines Körpers sei, die Art dieser Function jenen Grundsätzen gegenüber vielmehr ganz gleichgültig sei. Erst wenn man specielle Hypothesen über den Bau der Körpermolecüle aufstellt, müfste jenes Factum auch berücksichtigt werden. In Bezug auf das Wasser findet er es wahrscheinlich, dafs in der Nähe seines Gefrierpunktes eine Neigung der Theilchen eintrete, eine bestimmte Anordnung nach gewissen Axen anzunehmen, und dafs deswegen die Theilchen mehr Platz einnehmen als in vollständig flüssigem Zustande. *Hm.*

V. Regnault. Mémoire sur la chaleur spécifique des gaz sous volume constant, sur la chaleur dégagée par la compression des fluides élastiques, et sur les effets calorifiques qui se produisent par la détente et le mouvement des gaz. Cosmos IV. 597-598; Inst. 1854. p. 165-165*; Mech. Mag. LXI. 279-280.

Hr. Regnault hat über diese Gegenstände einen mündlichen Vortrag in der Akademie gehalten, sich die schriftliche Redaction desselben aber für die Memoiren der Akademie vorbehalten.

Hm.

Plücker. Untersuchungen über Dämpfe und Dampfgemenge. Pogg. Ann. XCII. 193-220*; Cosmos V. 131-135; Liebig Ann. XCII. 209-212.

Wenn Dampf in einem geschlossenen Raume von gegebener Temperatur mit einer Flüssigkeit in Berührung ist, die in ihrer Mischung von ihm abweicht, und eine chemische Verwandtschaft

zu dem Dampfe hat, so wird die Spannung des Dampfes nicht gleich derjenigen sein, welche er haben würde, wenn er über einer ihm chemisch gleichartigen Flüssigkeit stände, indem die Anziehung der differenten Flüssigkeit auf seine Bestandtheile die Spannung des Dampfes vermindern mufs. Zugleich erscheint diese Veränderung der Spannung als ein geeignetes Maafs für die Gröfse der chemischen Anziehung. Aehnliches findet auch bei gemischten Dämpfen statt, z. B. bei Wasser- und Alkoholdampf, die mit Wasser und Alkohol oder einer Mischung von beiden in Berührung sind. Der gemischte Dampf, der über einer solchen Mischung steht, hat eine geringere Spannung, als bei derselben Temperatur Alkoholdampf haben würde, der über Alkohol steht, und das Dampfgemisch zeigt ein Mischungsverhältnifs, welches abhängig ist von dem Mischungsverhältnifs der Flüssigkeit.

Hr. Plücker hat demgemäfs eine Reihe von Versuchen über die Spannkraft der Dämpfe von wäfsrigem Alkohol angestellt. Bei absolutem Alkohol, der bei 13,75° ein specifisches Gewicht von 0,792 hatte, fand er bei 100° die Spannkraft seiner Dämpfe gleich dem Drucke einer Quecksilbersäule, deren Länge bei 0° beträgt 1691,2^{mm}, und die Zunahme des Drucks in der Nähe von 100° gleich 5,81^{mm} für 0,1° C.

Folgende Zusammenstellung der Resultate der Versuchsreihen giebt die Spannkraft der Dämpfe, welche bei 99,8° C. über einer Mischung von Alkohol und Wasser von den nebenstehenden Gewichtsprocenten Alkohol stehen.

Procente Alkohol	Dampfspannung in Millimetern	Alkohol in den Dämpfen	
		Volumenprocente	Gewichtsprocente
0,00	754,6	0,00	0,00
9,87	1044,5	31,44	58,19
25,08	1286,8	57,77	80,62
42,64	1422,6	72,45	88,87
64,08	1544,7	85,67	94,79
100,00	1679,6	100,00	100,00.

Die Mischung der Dämpfe hat Hr. Plücker aus der Spannung berechnet, indem er annimmt, dafs das Dalton'sche Gesetz für gemischte Gase für diese gemischten Dämpfe in aller Strenge gelte.

Hm.

A. Benedix. **Versuche die elastische Kraft des Quecksilberdampfes bei verschiedenen Temperaturen zu messen.** Pogg. Ann. XCII. 632-647*.

Hr. Benedix hat die Spannkraft des Quecksilberdampfes bei Temperaturen zwischen 190° und 300° zu messen gesucht. Die Methode, welche er dabei angewendet hat, erscheint nicht sehr empfehlenswerth. Namentlich hat er die Dämpfe in einem mit Wasserstoffgas gefüllten Glascylinder entwickelt, welches Gas selbst bedeutenden Aenderungen seines Volums bei den angewendeten Temperaturunterschieden unterlag, so dafs der Druck des Quecksilberdampfes sich nur aus den Abweichungen zwischen den beobachteten und den berechneten Ausdehnungen der Gasmasse ergab. Diese Ausdehnung selbst wurde bestimmt durch die Verschiebung einer Quecksilbersäule, deren einer Endpunkt sichtbar, der andere unsichtbar war, die an einem Ende eine Temperatur zwischen 200° und 300°, am andern 20° hatte, und deren mittlere Temperatur unmöglich einigermafsen genau beurtheilt werden konnte. Namentlich scheint es mir sehr zweifelhaft, ob das von Kühlwasser umgebene, aber von einer Glasröhre umschlossene, und nur durch eine kurze Strecke von dem erhitzten Theile getrennte Ende der Quecksilbersäule wirklich die Temperatur des Kühlwassers gehabt haben wird. Die Resultate der einzelnen Versuchsreihen zeigen dem entsprechend auch ziemlich beträchtliche Abweichungen. Der Beobachter findet nicht die absoluten Werthe des Dampfdruckes; man mufs sich vielmehr zu den gegebenen Zahlen noch immer den Druck hinzugefügt denken, den der bei der Zimmertemperatur vorhandene Dampf ausüben würde, wenn er sich wie ein Gas durch die Erwärmung ausdehnte. Hier folgen die Werthe des Dampfdrucks aus vier verschiedenen Beobachtungsreihen, interpolirt für je 10°.

Temperatur	Dampfdruck in Millimetern			
	I.	II.	III.	IV.
190			30,0	37,5
200	50,0	48,2	38,9	45,0
210	60,8	56,7	50,2	53,9
220	72,9	66,9	62,8	65,1
230	86,3	79,7	77,0	78,4

Temperatur	Dampfdruck in Millimetern I.	II.	III.	IV.
240	101,0	96,5	93,5	93,7
250	118,8	116,2	112,0	112,2
260			134,9	134,0
270			164,3	160,5
280			201,2	196,0
290			248,0	235,6
300			311,5	287,5.

Hm.

Geissler. Ueber ein Vaporimeter. Polyt. C. Bl. 1854. p. 1438-1440; Arch. d. Pharm. (2) LXXXII. 198-199; Muspratt's Chemie, deutsch von Stohmann und Gerding p. 293.

Hr. Geissler hat ein Instrument construirt, in welchem der Gehalt namentlich solcher alkoholischer Flüssigkeiten an Alkohol bestimmt werden soll, welche wegen gleichzeitig vorhandener fester Stoffe die gewöhnliche Untersuchnng nach dem specifischen Gewichte nicht zulassen. Es besteht aus einem Fläschchen, in welches ein bestimmtes Volumen von Quecksilber und von der zu probenden Flüssigkeit gefüllt werden. Dann wird in den Hals ein eingeschliffenes und umgebogenes Barometerrohr eingesetzt, das Ganze umgekehrt, so dafs die Biegung des Rohrs nach unten, sein offenes Ende und der Boden des Fläschchens nach oben sehen. Das Fläschchen wird dann in einen durch Dämpfe kochenden Wassers bis 100° erhitzten Raum gebracht, wo der Alkohol zum Theil in Dampf verwandelt wird, und das Quecksilber in dem Barometerrohre in die Höhe treibt. Die Höhe des Quecksilberstands wird abgelesen. Der Zwischenraum zwischen dem Stande für reines Wasser und reinen Alkohol ist in 1000 Theile getheilt, welche Theilung aber schwerlich dem Alkoholgehalte der Flüssigkeit entsprechen möchte; doch würde dies jedenfalls vermittelst einer dafür entworfenen Tafel zu erreichen sein. Ob die Genauigkeit für praktische Zwecke genügen wird, läfst sich ohne Versuchsreihen nicht beurtheilen. Die Kohlensäure der gegohrenen Flüssigkeiten ist vor der Probe durch gebrannten Kalk zu entfernen. Theoretische

Bedenken gegen die Genauigkeit der Messungen lassen sich auf den Luftgehalt der Flüssigkeit und auf die Hygroskopicität der gelösten Stoffe gründen. Die Gröfse ihres Einflusses ist indefs nicht zu beurtheilen. Jedenfalls möchte bei Einhaltung geeigneter Vorsichtsmafsregeln das Instrument für die Untersuchung der gegohrenen Getränke von Nutzen werden können. *Hm.*

A. Moritz. Rectification d'une erreur découverte dans la table de M. Regnault, relative à la force expansive de la vapeur d'eau. Bull. d. St. Pét. XIII. 41-44.

In der Tafel, welche Regnault [1]) für die Expansivkräfte des Wasserdampfs gegeben hat, findet sich bei 100° ein Sprung in den Differenzen, der daher rührt, dafs seine empirische Formel für 100° nicht genau 760^{mm} Dampfdruck giebt, wie es die Definition der Temperatur 100° fordert, sondern 760,123. Die Aenderung dieses Fehlers fordert also Verbesserung der Constanten in der empirischen Formel

$$\log e = a + b\alpha_1^t - c\beta_1^t.$$

Hr. Moritz hat die Constanten dieser Formel mit 10stelligen Logarithmen neu berechnet; ihre Werthe sind

	nach Regnault	nach Moritz
$\log \alpha_1$ =	0,006865 036	0,006864 937152
$\log \beta_1$ =	9,996724 9—10	9,996725 536856—10
$\log b$ =	8,134033 9—10	8,131990 7112—10
$\log c$ =	0,611648 5	0,611740 7675
a =	4,739438 0	4,739370 7.

Mit Zugrundelegung der berichtigten Werthe der Constanten hat Hr. Moritz die Spannkraft des Wasserdampfs für alle ganzen Grade von 40° bis 102° berechnet. Hiernach sind die im Berl. Ber. 1852. p. 388 mitgetheilten Zahlen zu verbessern, wie folgt.

[1]) Ann. d. chim. (3) XI, XIV.

t	e	Δ'
85° C.	433,002mm	17,299mm
86	450,301	17,874
87	468,175	18,463
88	486,638	19,067
89	505,705	19,687
90	525,392	20,323
91	545,715	20,975
92	566,690	21,643
93	588,333	22,328
94	610,661	23,031
95	633,692	23,751
96	657,443	24,488
97	681,931	25,243
98	707,174	26,017
99	733,191	26,809
100	760,000	27,621
(101)	(787,721)	(28,453).
(102)	(816,074)	

Hm.

V. Regnault. Sur les forces élastiques des vapeurs dans le vide et dans les gaz aux différentes températures, et sur les tensions des vapeurs fournies par les liquides mélangés ou superposés. C. R. XXXIX. 301-313, 345-357, 397-409; Inst. 1854. p. 277-277, p. 286-287, p. 297-299, p. 305-306; Cosmos V. 221-222, 248-252, 275-281; Phil. Mag. (4) VIII. 269-280, IX. 4-25; Arch. d. sc. phys. XXVII. 227-231; Pogg. Ann. XCIII. 537-579*; Liebig Ann. XCII. 196-209; Silliman J. (2) XIX. 264-268.

Hr. Regnault giebt hier eine Reihe von Resultaten älterer Versuche, zwischen 1843 und 1850 angestellt.

1) Untersuchungen über die Spannkräfte gesättigter Dämpfe von einer Anzahl von Flüssigkeiten, die leicht im Zustande der Reinheit und in großer Menge zu haben sind, deren Preis auch nicht a priori die Anwendung derselben in Maschinen ausschließt.

Spannkraft des Alkoholdampfs.

−21°	3,12mm	70°	539,2mm
−20	3,34	80	812,8
−10	6,50	90	1190,4
0	12,73	100	1685,0
+10	24,08	110	2351,8
20	44,0	120	3207,8
30	78,4	130	4331,2
40	134,10	140	5637,7
50	220,3	150	7257,8
60	350,0	152	7617,3

Spannkraft des Aetherdampfs.

−20°	69,2mm	60°	1730,3mm
−10	113,2	70	2309,5
0	182,3	80	2947,2
+10	286,5	90	3899,0
20	434,8	100	4920,4
30	637,0	110	6249,0
40	913,6	116	7076,2
50	1268,0		

Spannkraft des Schwefelkohlenstoffdampfs.

−16°	58,8mm	70°	1549,0mm
−10	79,0	80	2030,5
0	127,3	90	2623,1
+10	199,3	100	3321,3
20	298,2	110	4136,3
30	434,6	120	5121,6
40	617,5	130	6260,6
50	852,7	136	7029,2
60	1162,6		

Spannkraft des Chloroformdampfs.

Durch die Spannung im Vacuum.

+10°	130,4mm	30°	276,1mm
20	190,2	36	342,2

Durch die Methode des Siedens.

36°	313,4mm	50°	524,3mm
40	364,0	60	738,0

70°	976,2mm	110°	3020,4mm
80	1367,8	120	3818,0
90	1811,5	130	4721,0
100	2354,6		

Spannkraft des Terpenthinöldampfs.

0°	2,1mm	120°	257,0mm
10	2,3	130	347,0
20	4,3	140	462,3
30	7,0	150	604,5
40	11,2	160	777,2
50	17,2	170	989,0
60	26,9	180	1225,0
70	41,9	190	1514,7
80	61,2	200	1865,6
90	91,0	210	2251,2
100	134,9	220	2690,3
110	187,3	222	2778,5

Beim Chloroform scheint die Abweichung, welche die durch die beiden verschiedenen Methoden erhaltenen Resultate zeigen, darauf schliefsen zu lassen, dafs dasselbe noch ein Gemenge mehrerer Verbindungen sei.

2) Die Siedpunkte von Salzlösungen.

Es ist bekannt, dafs siedende Salzlösungen eine höhere Temperatur zeigen als siedendes Wasser, während die aus den Salzlösungen entweichenden Dämpfe das Thermometer nur eben so hoch steigen lassen wie die aus reinem Wasser entweichenden. Hr. Regnault weist nach, dafs die gewöhnliche Erklärung dieses Factums ungenügend sei, wonach der Dampf im Momente des Entstehens allerdings die Temperatur der Salzlösung habe, und bei dieser Temperatur gesättigt sei, aber dann aus der Flüssigkeit austretend sich ausdehne, bis sein Druck nur dem der Atmosphäre gleich sei, und durch die Ausdehnung auch bis auf die entsprechende Temperatur von 100° sinke. Der Druck in den oberen Schichten der Lösung ist nicht merklich höher als der in der Atmosphäre; und da die Dampfbläschen hier noch überall von der heifsen Flüssigkeit umgeben sind, können sie nur überhitzten Dampf von der Temperatur der siedenden Lösung

und dem Druck der Atmosphäre enthalten, und es ist keine Möglichkeit gegeben, dafs sie beim Austritt aus der Flüssigkeit durch Ausdehnung sich abkühlen.

Hr. Regnault findet nun die Lösung des Räthsels darin, dafs das Thermometer in den heifsen Dämpfen mit Wasser beschlägt, und deshalb natürlich keine höhere Temperatur zeigen kann als siedendes Wasser. Indem er die Kugel des Thermometers durch zweckmäfsig angebrachte Schirme gegen die von oben herabsinkenden Wassertropfen und die von unten heraufspritzende Lösung schützte, fand er, dafs es über der siedenden Flüssigkeit einen Raum giebt, in welchem das Thermometer trokken bleibt, und dafs hier das Instrument eine höhere Temperatur zeigt als die des siedenden Wassers, die nach unten allmälig in die Temperatur der siedenden Flüssigkeit übergeht. Letztere ist übrigens sehr wechselnd, was mit dem Stofsen der siedenden Salzlösungen zusammenzuhängen scheint.

3) Spannkräfte der Dämpfe in Gasen.

Hr. Regnault hatte bei seinen hygrometrischen Untersuchungen gefunden, dafs die Menge des Wasserdampfes in Luft, die mit Feuchtigkeit gesättigt ist, stets geringer war, als sie sich aus der Spannkraft des gesättigten Dampfes bei der gegebenen Temperatur berechnete. Er hatte das Factum bestätigt an Luft, die bei constant erhaltener Temperatur künstlich mit Feuchtigkeit gesättigt war. Er setzte zunächst voraus, es könne die Dichtigkeit des Wasserdampfes bei verschiedenen Spannkräften desselben wesentlich vom Mariotte'schen Gesetze abweichen. Er bestimmte deshalb die Dichtigkeit der Dämpfe von gegebener Spannkraft im Vacuum, und fand sie gleich der theoretisch berechneten, so lange der Druck weniger als etwa 0,8 vom Drucke des gesättigten Dampfes betrug; sobald aber der Dampf sich seiner Sättigung näherte, schien die Dichtigkeit schnell gröfser als die berechnete zu werden. Indessen kam es Hrn. Regnault wahrscheinlich vor, dafs diese scheinbare Steigerung der Dichtigkeit von Wasser herrührt, welches sich flüssig an den Wänden des Ballons verdichtet. Dadurch wurde es unmöglich die Dichtigkeit des nahehin gesättigten Dampfes zu bestimmen.

Demnächst ging Hr. Regnault dazu über, zu untersuchen,

ob die Spannkraft des gesättigten Dampfes in Gasen auch wirklich so groſs sei wie im Vacuum, dem Dalton'schen Gesetz entsprechend. Da Wasserdampf bei gewöhnlicher Temperatur zu geringe Spannung hat, wählte er Aether zu diesen Versuchen, und fand, daſs die Spannkraft des gesättigten Aetherdampfes in atmosphärischer Luft stets merklich viel kleiner ist als im Vacuum. Der Unterschied wird desto gröſser, je gröſser die Spannkraft selbst ist. Uebrigens ist es sehr schwer einen stationären Zustand der Dampfsättigung zu erhalten, selbst bei stundenlangem Warten. Bei Schwefelkohlenstoff und Benzin fanden sich ähnliche, aber geringere Unterschiede der Spannkraft des gesättigten Dampfes im Vacuum und in Gasen.

In einer anderen Versuchsreihe, wo Hr. Regnault atmosphärische Luft, Wasserstoffgas oder Kohlensäure, mit Aetherdampf gemischt, bei constanter Temperatur allmälig verdichtete, fand er, daſs sich Dampf an der Wand des Gefäſses niederschlug, noch ehe er das aus den Versuchen im Vacuum bekannte Maximum seiner Spannkraft erreicht hatte. Wenn schon gröſsere Mengen Flüssigkeit niedergeschlagen waren, und die Wände des Gefäſses benetzten, gelang es wohl durch neue Verdichtungen die Spannkraft des Dampfes bis auf ihr Maximum zu steigern; aber sie behielt diese Gröſse nicht dauernd, sondern nahm allmälig wieder ab. Hr. Regnault erklärt diese Resultate aus der Anziehung der Wand des Gefäſses gegen die Flüssigkeit. Nur wenn die Wand mit Flüssigkeit gesättigt ist, kann der Dampf das Maximum seiner Spannung annehmen. Da aber die Flüssigkeit vermöge ihrer Schwere von der Wand allmälig abflieſst, kann ein solcher Zustand von Sättigung der Wand nicht dauernd erhalten werden. Im Vacuum geschieht die Verdampfung so rasch, daſs der Raum immer gesättigt bleiben kann trotz des Dampfes, den die Wand entzieht; in Gasen ist dies aber nicht der Fall.

Demnach vermuthet Hr. Regnault, daſs das Dalton'sche Gesetz für Gemenge von Gasen und Dämpfen wohl richtig sein wird, wenn man den besprochenen Einfluſs der Gefäſswände eliminiren kann.

4) Spannkräfte der Dämpfe von zwei gemischten oder geschichteten Flüssigkeiten.

Hr. REGNAULT findet, dafs die sich gleichzeitig entwickelnden Dämpfe von zwei Flüssigkeiten, die sich gegenseitig nicht auflösen, im Sättigungszustande eine Spannkraft erreichen, welche der Summe der Spannkräfte ihrer gesättigten Dämpfe einzeln genommen gleich ist. Er benutzte zu diesen Versuchen 1) Wasser und Schwefelkohlenstoff, 2) Wasser und Chlorkohlenstoff $C_2 Cl_6$, 3) Wasser und Benzin. In diesem Falle findet das DALTON'sche Gesetz seine Bestätigung; jeder der Dämpfe verhält sich so, als wenn der andere gar nicht vorhanden wäre.

Bei Flüssigkeiten, die sich gegenseitig nur bis zu einem gewissen Maximum aufzulösen vermögen, verhält es sich anders. Die Dämpfe eines Gemenges von Aether und Wasser erreichten eine Spannkraft, die gleich oder selbst ein wenig kleiner war als die der Aetherdämpfe allein genommen.

Endlich scheint die Spannkraft gesättigter Dämpfe solcher gemischten Flüssigkeiten, die sich in allen Verhältnissen gegenseitig auflösen, meistens zwischen den Werthen der Spannkräfte der einzelnen Dämpfe zu liegen. Hr. REGNAULT beobachtete dies bei Aether und Schwefelkohlenstoff und bei Chlorkohlenstoff und Schwefelkohlenstoff. Dagegen war die Dampfspannung eines Gemenges von Benzin und Alkohol etwas gröfser als die der flüchtigeren Flüssigkeit, des Alkohols, allein genommen.

5) Untersuchungen, um zu entscheiden, ob der starre oder flüssige Zustand eines Körpers Einflufs auf die Spannkraft der Dämpfe im Vacuum habe.

Hr. REGNAULT hatte bei seinen Untersuchungen über die Spannkraft der Wasserdämpfe schon gefunden, dafs die Curve der Dampfspannungen, welche er unter 0° von verdampfendem Eise gefunden hatte, continuirlich überging in die des verdampfenden Wassers über 0°. Dasselbe fand er bestätigt beim Bromkohlenwasserstoff und Benzin, welche bei ihrem Schmelzpunkte noch eine gröfsere Dampfspannung haben als Wasser von 0°, und bei denen daher die Messungen gröfsere Genauigkeit zulassen. Das krystallisirte Monohydrat der Essigsäure bot eine günstige Gelegenheit zu diesen Untersuchungen dar, weil es bei +16° geschmolzen, sich nachher bis —8° oder —10° erkalten läfst, ohne wieder zu erstarren, und weil daher leicht bei derselben Tempe-

ratur die Dampfspannung der festen und flüssigen Substanz untersucht werden kann. Hr. Regnault fand, dafs die flüssige Säure stets um ein weniges kleinere Spannungen giebt als die feste. Nachdem die Säure, um die letzten Spuren Wasser zu entfernen, mit wasserfreier Phosphorsäure destillirt war, wobei sich aber etwas Aceton gebildet hatte, verhielt es sich umgekehrt. Es scheinen die kleinen Abweichungen in der Dampfspannung der festen und flüssigen Säure auf Rechnung dieser Unreinigkeiten geschoben werden zu müssen. *Hm.*

G. Magnus. Réclamation de priorité relativement au mémoire de M. Regnault sur les forces élastiques des vapeurs. C. R. XXXIX. 977-978; Pogg. Ann. XCIII. 579-582*; Inst. 1854. p. 403-403; Phil. Mag. (4) IX. 44-46.

Regnault hatte in der eben erwähnten Abhandlung behauptet, die Physiker hätten bisher die Richtigkeit des Dalton'schen Gesetzes für gemischte Dämpfe ohne weitere Prüfung angenommen. Hr. Magnus erinnert, dafs er im Jahre 1836 [1]) schon nachgewiesen habe, dafs bei mischbaren Flüssigkeiten, z. B. Alkohol und Aether, Terpenthinöl und Aether, Alkohol und Schwefelkohlenstoff, Alkohol und Wasser, die Spannung der Dämpfe zwischen den den beiden einzelnen Flüssigkeiten zukommenden Spannungen liege, und dafs dagegen bei den Dämpfen nicht mischbarer Flüssigkeiten das Dalton'sche Gesetz gültig sei. Auch hat Hr. Magnus dort eine Erscheinung beschrieben, welche Regnault nicht erwähnt. Wenn man nämlich zwei nicht mischbare Flüssigkeiten, von denen die flüchtigere unter der weniger flüchtigen sich befindet, zum Sieden erhitzt, z. B. Wasser unter Terpenthinöl, oder Schwefelkohlenstoff unter Wasser, so ist die Temperatur der siedenden Flüssigkeit stets etwas höher als der Siedepunkt der flüchtigeren Flüssigkeit, die Temperatur der entweichenden Dämpfe dagegen niedriger. Die untere Flüssigkeit siedet unter dem Drucke der Atmosphäre und dem der oberen Flüssigkeit, und mufs deshalb einen etwas höheren Siedepunkt haben als die

[1]) Pogg. Ann. XXXVIII. 481.

obere Flüssigkeit allein, und diese, mit der unteren in Berührung, wird dieselbe Temperatur annehmen müssen. Die Dämpfe der unteren, welche bei ihrem Entstehen unzweifelhaft dieselbe Temperatur wie die Flüssigkeit haben, werden, indem sie durch die obere hindurchtreten, diese zur Verdampfung bestimmen, und dadurch wird der Dampf selbst mit den begränzenden Flüssigkeitsschichten abgekühlt werden. Referent möchte das interessante Phänomen mit dem des Psychrometers vergleichen. Die Dämpfe des siedenden Schwefelkohlenstoffs, welche durch das überliegende Wasser treten, verhalten sich gegen dieses wie ein trockner Luftstrom von gleicher Temperatur. Wäre das Wasser nicht gleichzeitig mit dem Schwefelkohlenstoff in Berührung, so würde seine Temperatur und die der entweichenden Dämpfe zuletzt gleich derjenigen werden, welche das Psychrometer in einem solchen Luftstrom annimmt. Dadurch dafs das Wasser auch noch direct Wärme von der unteren Flüssigkeit zugeleitet erhält, wird seine Temperatur und die der Dämpfe zwar etwas gesteigert, aber die Abkühlung der Dämpfe und der sie zunächst berührenden Flüssigkeitsschichten kann nicht ganz verschwinden.

Hm.

W. J. M. Rankine. On formulae for the maximum pressure and latent heat of vapours. Phil. Mag. (4) VIII. 530-535; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 58-59.

Hr. Rankine hatte aus theoretischen Gründen vermuthet, dafs der Druck P des gesättigten Dampfes jeder Flüssigkeit sich als Function der absoluten Temperatur t (d. h. vom absoluten Nullpunkt —274° C. an gerechnet) durch eine stark convergirende Reihe von der Form

$$\log P = A - \frac{B}{t} - \frac{C}{t^2} - \text{ etc.}$$

werde ausdrücken lassen. Diese Voraussetzung hatte er schon früher an den Versuchen von Regnault über den Wasserdampf und Quecksilberdampf, und denen von Ure über die Dämpfe des Alkohols und Aethers bestätigt gefunden, und die betreffenden

Formeln von zwei oder drei Gliedern veröffentlicht[1]. Nun hat Hr. Rankine die oben besprochenen neuen Untersuchungen Regnault's über die Dämpfe anderer Flüssigkeiten benutzt, und findet, dafs seine Formeln gut stimmen bei den Flüssigkeiten, die Regnault als sicher chemisch rein betrachtet, Schwefelkohlenstoff und Aether; beim Alkohol sind unter 0° die Differenzen zwar an sich klein, aber im Verhältnifs zum ganzen Drucke beträchtlich. Bei Terpenthinöl, welches nach Regnault durch langes Sieden verändert wird, und beim Chloroform, welches nicht von chemisch reiner Beschaffenheit zu erhalten war, stimmen die Formeln nur in höheren Temperaturen über 40° und 70° C.

Folgendes sind die Constanten *A*, *B* und *C* der obigen Formel, für den Druck, der in Millimetern Quecksilberdruck gefunden wird, während die Temperatur *t* nach hundertheiligen Graden von —274° C. an gezählt ist. Die Logarithmen sind Briggische.

Flüssigkeiten	*A*	log *B*	log *C*
Aether	7,1284	3,0596504	4,7065130
Schwefelkohlenstoff . . .	6,8990	3,0520049	4,7078426
Alkohol über 0° C. . . .	7,5259	3,0570610	5,2426805
Wasser	7,8143	3,1811430	5,0881857
Terpenthinöl über 40° C. .	6,2522	2,9625209	5,3712157
Chloroform über 70° C. .	5,8075	2,4007279	5,3919420
Quecksilber bis zu 358° C.	7,5243	3,4675637	0,0000000

Hm.

F. A. P. Barnard. On the elastic force of heated air, considered as a motive power. Silliman J. (2) XVII. 153-168.

— — On the comparative expenditure of heat in different forms of the air engine. Silliman J. (2) XVIII. 161-176.

Hr. Barnard kritisirt ausführlich die verschiedenen Formen der Luftmaschinen mit einer richtigen Anwendung der Grundsätze der mechanischen Wärmetheorie. Er beweist, dafs diese Maschinen fähig sind, Arbeitskraft bei einem geringeren Aufwande von Wärme zu erzeugen als die bisherigen Formen der Dampfma-

[1]) Edinb. J. 1849 July.

schinen, und dafs die Gründe, welche bisher ihren praktischen Nutzen haben geringer ausfallen lassen, nicht im Wesen der Luftmaschinen begründet sind, so dafs ihre Beseitigung nicht als unwahrscheinlich erscheint.

Diese Schwierigkeiten betreffen namentlich die starke Erhitzung des Arbeitcylinders und die Zeit, welche man braucht, um grofse Luftmassen zu erhitzen. Der Regenerator ist kein wesentlich nothwendiger Theil dieser Maschinen, obgleich er ihre Construction sehr erleichtert. Seine nothwendigen Unvollkommenheiten sind deshalb nicht nothwendige Unvollkommenheiten der Luftmaschinen. *Hm.*

W. J. M. Rankine. Mechanical action of heat. Silliman J. (2) XVIII. 64-66*.

F. A. P. Barnard. Mechanical action of heat. Silliman J. (2) XVIII. 300-301*.

Hr. Rankine reclamirt die Formel, welche die Arbeitserzeugung beim Uebergang einer Wärmemenge aus höherer in niedere Temperatur ausdrückt, für sich, während Hr. Barnard als ihren Urheber W. Thomson genannt hatte; Hr. Barnard entschuldigt sich deshalb. *Hm.*

W. J. M. Rankine. On the means of realizing the advantages of the air-engine. Edinb. J. (2) I. 1-32; Mech. Mag. LXI. 341-342; Polyt. C. Bl. 1855. 135-137; Civil engin. and arch. J. 1854 Nov. p. 393; Silliman J. (2) XIX. 137-139*; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 159-160.

J. R. Napier and W. J. M. Rankine. Improvements in engines for developing mechanical power by the action of heat on air and other elastic fluids. Repert. of pat. inv. (2) XXIII. 385-394; Mech. Mag. LXI. 385-389; Dingler J. CXXXV. 241-246.

Hr. Rankine untersucht theoretisch die Ergebnisse der bisherigen Dampf- und Luftmaschinen betreffs Ersparung des Brennmaterials, und findet, dafs für eine Pferdekraft und eine Stunde an Steinkohle verbraucht wird

1) Für eine theoretisch vollkommene Maschine, die innerhalb derselben Temperaturgränzen bleibt wie die Dampfmaschinen . . . . 1,86 Pfund
2) Für eine doppelt wirkende Dampfmaschine mit möglichsten Verbesserungen . . . . 2,50 -
3) Für eine gute gewöhnliche doppelt wirkende Dampfmaschine . . . . 4,00 -

Die Luftmaschinen lassen hauptsächlich deshalb eine gröfsere Oekonomie zu, weil man hohe Temperaturen benutzen kann, bei denen der Dampfdruck zu gewaltig wird. Der Verbrauch für die Stunde Pferdekraft war in

	wirklich	in einer theoretisch vollkommenen Maschine
Stirling's Luftmaschine	2,20 Pfund	0,73 Pfund
Ericson's Maschine . . .	2,80 -	0,82 -

Als die Hauptübelstände beider Maschinen bezeichnet Herr Rankine 1) zu kleine Heizfläche, 2) Zuleitung von Wärme aus dem Ofen, während die Stempelbewegung keine Arbeit leistet. Darauf giebt er eine Beschreibung einer Luftmaschine, die er mit Hrn. Napier construirt hat. *Hm.*

E. Liais. De l'air chauffé comme force motrice. Mém. d. l. Soc. d. Cherbourg II. 113-178.

Montgolfier et Seguin. Réclamation de priorité. Cosmos V. 693-693.

Hr. Liais entwickelt die theoretischen Grundsätze für die Construction von Luftmaschinen ganz verständig, so weit es ohne Kenntnifs der mechanischen Wärmetheorie angeht. Gemäfs der älteren Theorie bleibt er unter anderen dabei stehen, dafs verdichtete Luft eine geringere Wärmecapacität bei gleicher Masse, als dünnere habe, trotz der neueren Versuche von Regnault, die dies direct widerlegen. Er steht noch auf dem Standpunkte der Franzosen, die sich nicht entschliefsen können, die Ansichten von Laplace, Poisson, Laroche und Bérard und anderer berühmter französischer Physiker aufzugeben, während andrerseits im Cosmos und von anderen Seiten her die bisher verketzerte Theorie

auf einmal als eine echt französische Erfindung proclamirt wird, und nur noch darüber eine Differenz stattzufinden scheint, ob MONTGOLFIER oder REGNAULT der Entdecker sei. *Hm.*

A. J. ÅNGSTRÖM. Försök till en mathematisk theorie för det thermometriska värmet. Första häftet. p. 1-48. Upsala 1854.

Hr. ÅNGSTRÖM geht von der Erfahrung aus, dafs ein Theil der strahlenden Wärme, welche durch einen mehr oder minder athermanen Körper dringt, absorbirt wird, und gleichzeitig der Körper selbst erwärmt wird. Da nun die strahlende Wärme erwiesenerweise in Aetherschwingungen bestehe, so müsse man annehmen, dafs diese durch die Einwirkung des Körpers gehemmt würden; nach dem Gesetz der lebendigen Kraft müsse also in dem Körper selbst Bewegung erzeugt werden. Diese Bewegung, wahrscheinlich eine Vibrationsbewegung, müsse es also sein, welche die Wahrnehmung einer Temperaturerhöhung im Körper veranlasse; und es sei daher anzunehmen, dafs die thermometrische Wärme überhaupt (von Hrn. ÅNGSTRÖM sogenannt im Gegensatz zur strahlenden Wärme) nichts anderes wäre als eine im Körper vor sich gehende Vibrationsbewegung. Zunächst handelt es sich nun darum, ob diese Vibrationen den Aethertheilchen, welche den Körper erfüllen, oder den Molecülen des Körpers selbst beizulegen sind. Je nachdem das erstere oder das letztere das Richtige ist, müssen in einem Krystall die Richtungen für das gröfste und kleinste Wärmeleitungsvermögen mit den Elasticitätsaxen des den Krystall erfüllenden Aethers oder mit denen des Krystalles selber zusammenfallen. Bei Gypskrystallen zeigt sich nun entschieden das letztere, wie der Versuch DE SENARMONT's über das Wärmeleitungsvermögen einerseits und die Beobachtungen des Verfassers über die Klangfiguren andererseits zu erkennen geben. Somit ist also anzunehmen, dafs die thermometrische Wärme in einer Vibrationsbewegung der Molecüle besteht. Hr. ÅNGSTRÖM hält es um so mehr berechtigt, die gewöhnliche Hypothese, dafs nämlich die Wärme ein Fluidum sei, aufzugeben, als die auf diese Hypothese gebaute Theorie trotz der gröfsten Mühe von

Seiten der ausgezeichnetesten Physiker und Mathematiker nicht in völligem Einklang stehe mit der Erfahrung, und viele Erscheinungen, wie z. B. die Entstehung der Wärme durch Reibung, den Wärmeverlust in schlechten Leitern, die eigenthümliche Ausdehnungsweise der Krystalle, das Leidenfrost'sche Phänomen, bis jetzt gar nicht zu erklären vermocht habe.

Hrn. Ångström's Abhandlung ist nun ein Versuch, die Gesetze der thermometrischen Wärme aus Molecularvibrationen herzuleiten. Die Abhandlung zerfällt in zwei Theile. Im ersten Theile wendet Hr. Ångström die Differentialgleichungen für die Aethervibrationen geradezu auf die anzunehmenden Molecularvibrationen an, und zeigt, dafs diese Gleichungen zu Resultaten führen, welche von den Ergebnissen der Erfahrung wesentlich abweichen. In Folge dessen geht er zum zweiten Theil seiner Arbeit über, in welchem er das Problem der kleinen Bewegungen auf eine andere Weise behandelt.

Obgleich also der erste Theil nur zu negativen Resultaten führt, so findet sich darin dennoch vieles, was der Beachtung werth ist. Bezeichnen x, y, z die Ordinaten irgend eines Molecüls in seiner Gleichwichtlage, und ξ, η, ζ die Verrückungen des Molecüls aus dieser Lage, so sind die der Optik entlehnten, von Hrn. Ångström angewendeten Differentialgleichungen diese:

$$(\mathrm{I})\begin{cases}\dfrac{d^2\xi}{dt^2}=(3\mathfrak{A}+a)\dfrac{d^2\xi}{dx^2}+(\mathfrak{A}+a)\left(\dfrac{d^2\xi}{dy^2}+\dfrac{d^2\xi}{dz^2}\right)+2\mathfrak{A}\left(\dfrac{d^2\eta}{dx\,dy}+\dfrac{d^2\zeta}{dx\,dz}\right)\\[2ex] \dfrac{d^2\eta}{dt^2}=(3\mathfrak{A}+a)\dfrac{d^2\eta}{dy^2}+(\mathfrak{A}+a)\left(\dfrac{d^2\eta}{dz^2}+\dfrac{d^2\eta}{dx^2}\right)+2\mathfrak{A}\left(\dfrac{d^2\zeta}{dy\,dz}+\dfrac{d^2\xi}{dy\,dx}\right)\\[2ex] \dfrac{d^2\zeta}{dt^2}=(3\mathfrak{A}+a)\dfrac{d^2\zeta}{dz^2}+(\mathfrak{A}+a)\left(\dfrac{d^2\zeta}{dx^2}+\dfrac{d^2\zeta}{dy^2}\right)+2\mathfrak{A}\left(\dfrac{d^2\xi}{dz\,dx}+\dfrac{d^2\eta}{dz\,dy}\right)\end{cases}$$

Die Constanten $\mathfrak{A}$ und a hängen ab von der Constitution des Mediums und von dem Gesetz, nach welchem je zwei Molecüle auf einander wirken. Wenn, wie angenommen wird, zwei Molecüle einander anziehen, so ist $\mathfrak{A}$ negativ, und also zu setzen $\mathfrak{A}=-A$. Wenn ferner nur von festen Körpern die Rede ist, so ist der in ihrem Innern stattfindende Druck gleich dem äufsern Druck und gleich Null zu setzen, und daher die Constante $a=0$. — Hr. Ångström beschränkt sich nun auf den Fall der Wärmefortpflanzung in einem Prisma; er macht nämlich die Vor-

aussetzung, dafs alle Molecüle, welche in irgend einer mit der Ebene $\alpha x + \beta y + \gamma z = 0$ parallel laufenden Ebene liegen, ein und dieselbe Bewegung haben, und untersucht auch hier nur den stationären Zustand. Alsdann ergeben sich, wenn r die Entfernung eines Molecüls von der gegebenen Ebene bezeichnet, für die Verrückungen ξ, η, ζ des Molecüls aus den Differentialgleichungen (I) folgende Werthe:

$$\text{(II)} \quad \begin{cases} \xi = \Sigma a_h e^{-K_h r} \cos(\beta_h t) + \Sigma a_i e^{-K_i r} \cos(\beta_i t), \\ \eta = \Sigma b_h e^{-K_h r} \cos(\beta_h t) + \Sigma b_i e^{-K_i r} \cos(\beta_i t), \\ \zeta = \Sigma c_h e^{-K_h r} \cos(\beta_h t) + \Sigma c_i e^{-K_i r} \cos(\beta_i t), \end{cases}$$

wo zwischen den Integrationsconstanten a, b, c, K, β die Bedingungsgleichungen stattfinden:

$$\text{(III)} \quad \begin{cases} s_h^2 = A \,.\, K_h^2, & s_i^2 = 3A \,.\, K_i^2, \\ \alpha a_h + \beta b_h + \gamma c_h = 0, & \dfrac{a_i}{\alpha} = \dfrac{b_i}{\beta} = \dfrac{c_i}{\gamma}. \end{cases}$$

Diese Gleichungen verwirft Hr. Ångström, weil ihnen zufolge keine Volumenänderung des Körpers stattfinden würde, und versucht nunmehr die Differentialgleichungen (I) in der Art zu integriren, dafs er für ξ, η, ζ Werthe erhält von der Form $\xi = \xi_0 + \xi_1$, $\eta = \eta_0 + \eta_1$, $\zeta = \zeta_0 + \zeta_1$, wo ξ_0, η_0, ζ_0 von t unabhängig sind, und diejenigen merklichen, bleibenden Verrückungen der Molecüle darstellen, welche als Volumenveränderungen wahrgenommen werden. Ein derartiges Verfahren ist indessen nicht berechtigt, da die Differentialgleichungen (I) nur gültig sind, sobald die Verrückungen ξ, η, ζ der Molecüle sehr klein sind im Vergleich mit dem Molecularabstande. Die Folgerungen übrigens, welche Hr. Ångström aus den Werthen zieht, die ihm das angedeutete Verfahren liefert, kann man eben so gut an die in (II) gefundenen Werthe anknüpfen.

Die durch diese Werthe (II) dargestellte Vibration kann angesehen werden als zusammengesetzt aus mehreren Elementarvibrationen, deren jede dargestellt wird durch Gleichungen von folgender Form:

$$\text{(IV)} \quad \begin{cases} \xi = ae^{-Kr} \cos(st) \\ \eta = be^{-K} \cos(st). \\ \zeta = ce^{-Kr} \cos(st) \end{cases}$$

Die Schwingungsdauern der verschiedenen Elementarvibrationen sind unter einander verschieden. Es liegt nun nahe, ebenso wie man das Licht eintheilt nach der Schwingungsdauer, so auch die Wärme nach den verschiedenen Schwingungsdauern in verschiedene Wärmesorten einzutheilen. Die Gleichungen (IV) würden dann die Vibrationen für eine einzelne Wärmesorte darstellen, während die Gleichungen (II) die bei gleichzeitigem Vorhandensein mehrerer Wärmesorten eintretende Bewegung repräsentiren. Als Wärmeintensität mufs die in den Vibrationen vorhandene lebendige Kraft angesehen werden, und man erhält daher für die Intensität der durch die Gleichungen (IV) repräsentirten Wärme

$$i = \frac{m}{\tau}\int_0^\tau \left(\left(\frac{d\xi}{dt}\right)^2 + \left(\frac{d\eta}{dt}\right)^2 + \left(\frac{d\zeta}{dt}\right)^2\right) dt,$$

wenn nämlich m die Masse eines Moleculs und τ die Schwingungsdauer darstellt, also $\tau = \frac{2\pi}{s}$ ist [1]). Daraus nun ergiebt sich

$$i = (a^2 + b^2 + c^2)e^{-2Kr} = A^2 e^{-2Kr}.$$

Nun ist nach (III) K proportional mit s, also umgekehrt mit τ. Man kann folglich setzen $K = \frac{k}{\tau}$, und erhält dann,

$$\text{(V)} \qquad i = A^2 e^{-2k\frac{r}{\tau}}.$$

Hieraus schliefst Hr. Ångström, dafs mit wachsender Entfernung r die verschiedenen Wärmesorten schnell oder langsam an Intensität abnehmen werden, je nachdem ihre Vibrationsdauer klein oder grofs ist; und er bringt damit die Beobachtung in Zusammenhang, dafs in einem Metalldraht, dessen eines Ende zum Glühen gebracht worden ist, die verschiedenen Farben mit verschiedener Schnelligkeit abnehmen, und zwar die rothe Farbe am langsamsten, wie auch andererseits beim Erhitzen die rothe Farbe zuerst hervortritt.

Das Gesetz, dafs, wenn die Entfernungen von der Wärmequelle in arithmetischer Reihe wachsen, die entsprechenden Temperaturen in geometrischer Reihe abnehmen, gilt nach (V) für jede einzelne Wärmesorte, aber nicht bei gleichzeitigem Vorhan-

[1]) Auf voriger Seite ist in Zeile 9 bis 12 aus Versehen β gesetzt statt s. Kr.

densein mehrerer Wärmesorten. Dadurch erklärt Hr. ÅNGSTRÖM die zwischen dem in Rede stehenden Gesetz und der Erfahrung gefundenen Abweichungen.

Für das Vorhandensein mehrerer Wärmesorten spricht ferner, wie Hr. ÅNGSTRÖM erinnert, eine frühere Arbeit von ihm [1]), in welcher er die Versuche von DESPRETZ über die Wärmefortpflanzung im Marmor mit aller möglichen Genauigkeit durch Annahme von zwei Wärmesorten wiedergegeben hat. Endlich macht Hr. ÅNGSTRÖM darauf aufmerksam, dafs die von POISSON unter der Voraussetzung, dafs Leitungs- und Strahlungsvermögen mit der Temperatur sich ändern, abgeleitete Formel

$$J = (1 - \vartheta\alpha)\vartheta e^{-gr} + \vartheta^2 \alpha e^{-2gr}$$

durch die Beobachtungen von LANGBERG sehr in Zweifel gestellt werde, dafs man dagegen diese Versuche von LANGBERG gleichfalls durch Annahme von zwei Wärmesorten erklären könne.

In dem zweiten Theil seiner Arbeit behandelt Herr ÅNGSTRÖM das Problem der kleinen Molecularbewegungen auf eine neue Art; er geht dabei von eben denselben Principien aus, welche den Differentialgleichungen (I) zu Grunde liegen. Die neue Behandlung unterscheidet sich von der früheren aber dadurch, dafs die Verrückungen ξ, η, ζ, ξ', η', ζ' u. s. w. der einzelnen Molecüle nicht als Functionen der Ordinaten angesehen werden, welche die Molecüle in ihrer Gleichgewichtslage haben, sondern vielmehr jede dieser Gröfsen ξ, η, ζ, ξ', η', ζ' u. s. w. als eine für sich dastehende Unbekannte betrachtet wird. Wenn irgend ein Molecül die Verrückungen ξ, η, ζ hat, wenn ferner die innerhalb der Attractionssphäre dieses Molecüls liegenden Molecüle die Verrückungen ξ', η', ζ', ξ'', η'', ζ'', ... $\xi^{(n)}$, $\eta^{(n)}$, $\zeta^{(n)}$ haben, so erhält man mit Vernachlässigung der dritten Potenzen der Verrückungen die Gleichungen

$$\text{(VI)} \quad \begin{cases} \dfrac{d^2\xi}{dt^2} = X + X', \\ \dfrac{d^2\eta}{dt^2} = Y + Y', \\ \dfrac{d^2\zeta}{dt^2} = Z + Z', \end{cases}$$

[1]) Berl. Ber. 1853. p. 403.

oder mit Vernachlässigung der zweiten Potenzen der Verrückungen

$$\text{(VII)} \begin{cases} \dfrac{d^2\xi}{dt^2} = X, \\ \dfrac{d^2\eta}{dt^2} = Y, \\ \dfrac{d^2\zeta}{dt^2} = Z, \end{cases}$$

wo X, Y, Z homogene lineäre Functionen, und X', Y', Z' homogene Functionen zweiten Grades der Gröfsen $\xi, \eta, \zeta, \xi', \eta', \zeta', \ldots \xi^{(n)}, \eta^{(n)}, \zeta^{(n)}$ vorstellen, deren constante Coëfficienten sich sämmtlich aus der Constitution des Körpers und dem Gesetz der Molecularattraction ergeben. Für jedes Molecül erhält man drei solche Gleichungen. Besteht also der Körper aus p Molecülen, so hat man $3p$ derartige Gleichungen. Diesen $3p$ Gleichungen, genommen in der Form (VII), wird genügt durch die Werthe

$$\text{(VIII)} \begin{cases} \xi = a\cos(\lambda - st), \; \xi' = a'\cos(\lambda - st), \; \xi'' = \text{etc.} \\ \eta = b\cos(\lambda - st), \; \eta' = b'\cos(\lambda - st), \\ \zeta = c\cos(\lambda - st), \; \zeta' = c'\cos(\lambda - st), \end{cases}$$

wenn zwischen den Constanten s, a, b, c, a', b', c' u. s. w. gewisse $3p$ Bedingungsgleichungen stattfinden, aus welchen sich durch Elimination von $a, b, c, a', b', c', \ldots$ eine Gleichung $3p$ten Grades für s^2 ergiebt. Von s hängt aber die Schwingungsdauer ab, da $\tau = \frac{2\pi}{s}$ ist. Hieraus scheint zu folgen, dafs die Mannigfaltigkeit der in einem Körper möglichen Vibrationsbewegungen gleich $3p$ ist, d. h. gleich der mit 3 multiplicirten Anzahl seiner Molecüle. Da jedoch, sagt Hr. Ångström, nur diejenigen Molecüle auf die Bewegung eines gegebenen Molecüls Einflufs haben, welche in seiner Attractionssphäre liegen, so folgt daraus, dafs, sobald die Gröfse des Körpers diese Gränze überschreitet, die Werthe für s unabhängig werden von der Gröfse und Gestalt des Körpers. Die Werthe für s seien also nur abhängig von der Materie des Körpers, und es gebe so viel verschiedene Werthe für s, als die dreifache Anzahl der innerhalb einer Attractionssphäre gelegenen Molecüle beträgt. Auf diesem Umstande, dafs in jedem Körper nur eine gewisse Anzahl von Vibrationsbewegungen möglich sei,

vermuthet Hr. Ångström, beruhe die Erklärung des Leidenfrost'-schen Phänomens; dasselbe habe nämlich wahrscheinlich darin seinen Grund, daſs die dem Wasser eigenthümlichen Vibrationsdauern sämmtlich verschieden wären von denen des glühenden Platins.

Sobald die Gleichung für s^2 mehrere gleiche Wurzeln hat, wird in den Werthen (VIII) für $\xi, \eta, \zeta, \xi', \eta', \zeta'$ u. s. w. die Zeit t auch auſserhalb der Cosinusfunctionen vorkommen. Alsdann hören die durch jene Werthe dargestellten Verrückungen auf, periodisch zu sein, und es wird also eine Umsetzung der Molecüle erfolgen. Durch eintretende Temperaturveränderung kann möglicherweise die Gleichung für s^2 so geändert werden, daſs zwei Wurzeln derselben einander gleich werden; und hierin liegt wahrscheinlich der Grund für die bei gewissen Temperaturen eintretenden Veränderungen des Aggregatzustandes. Auf dieselbe Weise, meint Hr. Ångström, wäre auch das Eintreten der chemischen Processe zu erklären. Würden nämlich zwei Medien mit einander gemischt, so werde eine chemische Vereinigung eintreten, sobald in Folge der gegenseitigen Einwirkung der beiden Medien auf einander ein Werth von s für das eine Medium gleich werde einem Werth von s für das andere Medium. Ferner erinnert Hr. Ångström daran, daſs er bei einer andern Gelegenheit gezeigt habe, daſs, wenn Sauerstoff oder Stickstoff durch den elektrischen Funken zum Glühen gebracht würden, das Licht des ersteren violett wäre, das Licht des letzteren dagegen dem mittleren Theil des Spectrums angehöre, daſs also wahrscheinlich die diesen beiden Gasen eigenthümlichen Vibrationsdauern sehr verschieden wären, und daraus sich die geringe Neigung beider Gase zu einer chemischen Vereinigung erklären lasse.

Der Verlust an lebendiger Kraft, welcher bei einer Veränderung des Aggregatzustandes eintritt, ist es, welchen man latente Wärme nennt. Hr. Ångström leitet aus seiner Theorie die schon von Crawford aufgestellte und neuerdings durch Person's Beobachtungen bestätigte Formel her:

$$L = \frac{b+t}{c_0}(c - c').$$

Hr. Ångström giebt nun auch für die Integration der Gleichungen (VI) bei Berücksichtigung der Glieder X', Y', Z' eine Integration durch Näherung. Zu diesem Zwecke werden die Correctionen $u, v, w, u', v', w' \dots$ gesucht, welche zu den in (VIII) aufgestellten Werthen für $\xi, \eta, \zeta, \xi', \eta', \zeta' \dots$ addirt werden müssen, damit dieselben die genannten Differentialgleichungen erfüllen. In den Differentialgleichungen, die sich für diese Correctionen $u, v, w, u', v', w' \dots$ ergeben, kann man nun wieder die Quadrate der Correctionen vernachlässigen, und nur ihre ersten Potenzen berücksichtigen. Hr. Ångström aber läfst auch einen Theil der ersten Potenzen fort, und das scheint nicht berechtigt zu sein, wenigstens so lange nicht ausdrücklich nachgewiesen wird, dafs die Constanten, mit welchen diese fortgelassenen ersten Potenzen der Correctionen multiplicirt sind, sehr klein sind.

Ferner wird gezeigt, dafs man zu den in (VII) aufgestellten Differentialgleichungen, nur mit etwas complicirteren Werthen der Constanten, auch gelangt, wenn man die Gestalt der Molecüle berücksichtigt, wofern man die Voraussetzung macht, dafs die Hauptaxen sämmtlicher Molecüle stets ein und dieselbe constante Richtung haben.

Zu erwähnen ist noch, dafs Hr. Ångström aus den Differentialgleichungen (VI) die Volumenveränderungen abzuleiten sucht, von welchen jede Temperaturveränderung begleitet ist. Es kommen hier aber wieder Vernachlässigungen vor, die nur zulässig erscheinen, wenn die Verrückungen klein sind im Vergleich mit dem Molecularabstande, so dafs die Untersuchung nur Anwendung finden kann auf ganz unmerkliche Volumenveränderungen. *N.*

Calorische Luftmaschinen.

Literatur.

Franchot. Machines à air chaud. C. R. XXXVIII. 131-133; Cosmos IV. 122-123; Inst. 1854. p. 51-51; Bull. d. l. Soc. d'enc. 1854. p. 124-125.

F. Wrede. Improvements in gas and air engines. Mech. Mag. LX. 65-65; Repert. of pat. inv. (2) XXIII. 104-111; Dingler J. CXXXI. 401-407.

Ericsson. Calorische Maschine. Polyt. C. Bl. 1854. p. 183-183; Mon. industr. 1853. No. 1816.

The „Ericsson" transformed to a steamer. Mech. Mag. LXI. 179-179.

Die calorische oder Luftmaschine. Arch. d. Pharm. (2) LXXIX. 365-374; Steger Ergänzungsbl. VIII. 705.

T. Ewbank. Thoughts on the caloric engine. Mech. Mag. LXI. 411-415, LXII. 78-80.

Shaw. American hot-air engine. Mech. Mag. LXI. 97-99.

M. Poole. Improvements in obtaining power when air is employed. Repert. of pat. inv. (2) XXIV. 506-512.

---

27. Wärmeerscheinungen bei chemischen Processen.

J. Thomsen. Die Grundzüge eines thermochemischen Systems. Fortsetzung. Pogg. Ann. XCI. 83-104†, XCII. 34-57†; Arch. d. Pharm. (2) LXXX. 161-163; Liebig Ann. XCII. 178-189.

Hr. Thomsen hat in den beiden Abschnitten, welche die Fortsetzung seiner im Berl. Ber. 1853. p. 355 besprochenen Mittheilungen bilden, eine für die Theorie der Chemie wichtige Anwendung gemacht von dem Studium der die chemische Action begleitenden Wärmephänomene. Bekanntlich hat schon vor längerer Zeit Biot die Eigenschaft gewisser Verbindungen, die Polarisationsebene des Lichts verschiedentlich zu drehen, benutzt, um Einsicht zu gewinnen in die chemischen Vorgänge, welche sich in Flüssigkeiten vollziehen; in analoger Weise sucht nun Herr Thomsen die stattfindenden Wärmewirkungen zu verwerthen, ein Verfahren, welches, da letztere überall den chemischen Procefs begleiten, von viel ausgedehnterer Anwendung ist und bei weiterer Durchführung die wichtigsten Aufschlüsse zu geben verspricht.

Hierauf beziehen sich nun die Untersuchungen im ersten

Theil der diesjährigen Mittheilungen. Hr. THOMSEN handelt darin von dem gegenseitigen Verhalten der Oxyde in der wäfsrigen Lösung, so weit sich dasselbe durch Wärmewirkungen zu erkennen giebt.

Zur Anstellung der Versuche dienten zwei über einander stehende Glasgefäfse, welche durch eine Oeffnung communicirten, die mit einem an einem Glasstäbchen befestigten Kautschukpfropfen verschlossen werden konnte. Es waren Rührvorrichtungen angebracht und Thermometer, um die Temperatur der Flüssigkeit sowohl vor als nach der Oeffnung des Pfropfens, d. h. nach erfolgter Mischung, zu beobachten. Die entwickelte Wärmemenge wurde mittelst einer bekannten Formel, deren Constanten durch vorgängige Mischungsversuche mit Wasser verschiedener Temperatur ermittelt waren, in Wärmeeinheiten ausgedrückt. Die Kenntnifs der Wärmecapacitäten der Auflösungen konnte, wie der Verfasser näher nachweist, bei der Berechnung entbehrt werden, da die Flüssigkeiten immer sehr verdünnt angewendet wurden, mithin die Einführung der Wärmecapacität des Wassers ausreichende Genauigkeit gab.

Verhalten der Schwefelsäure gegen Basen. Die mit Natron und Kali in Auflösung angestellten Versuche ergaben folgende Wärmeentwicklung:

Aeq. $\dddot{S}$	mit 1 Aeq. $\dot{Na}$	1 Aeq. $\dot{K}$
$\frac{1}{3}$	678°	621°
$\frac{2}{3}$	1332	1235
1	1921	1921
$\frac{3}{2}$	1915	
2	1928	1906
4	1902	

Die Wärmeentwicklung war also, so lange die hinzugesetzte Schwefelsäure weniger als 1 Aequivalent betrug, der Säuremenge nahezu proportional, blieb aber constant, wenn die Säuremenge 1 Aequivalent überstieg. Daraus schliefst der Verfasser, dafs in Auflösung sich immer nur neutrale Verbindungen der Schwefelsäure bilden, und der Ueberschufs von Säure oder Base daneben unverbunden besteht.

Verhalten der Borsäure. Das Ergebnifs der mit Natron-

lösung angestellten Versuche war folgendes. 1 Aequivalent $\dot{Na}$ entwickelt mit n Aequivalenten $\dddot{B}$ die nachstehenden Wärmemengen:

für . . . . . . $n =$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	1	$\frac{4}{3}$	2	$\frac{8}{3}$	4
Wärmeeinheiten	225	454	909	1253	1309	1415	1459	1468.

Das Sauerstoffverhältnifs in Säure und Base wird hier durch $3n$ ausgedrückt; bis $3n = 2$ steigt die Wärmeentwicklung fast proportional n, später nur noch langsam mit wachsendem n. Der Verfasser erinnert daran, dafs er ein ähnliches Verhältnifs bei der Vermischung von Wasser mit der Auflösung der Alkalien gefunden habe.

Verhalten der Kieselsäure. Es wurde einer Auflösung von kieselsaurem Kali ($\dot{K}\ddot{Si}^4$) Kaliauflösung hinzugesetzt. Zu der direct gefundenen Wärmeentwicklung mufste, um den Wärmewerth der entstandenen Verbindung zu bestimmen, die Bildungswärme von $\dot{K}\ddot{Si}^4$ hinzuaddirt werden. Diese ergab sich aus der Zersetzung des $\dot{K}\ddot{Si}^4$ durch Salpetersäure = 1039^c. Demnach wurde gefunden: Wärmeentwicklung bei Vereinigung von $\dot{K}Aq$ mit $n\ddot{Si}Aq$:

für . . . . . $n =$	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{4}{3}$	2	4
Wärmeeinheiten	201	391	546	669	1039,

also langsamer steigend als n.

Umgekehrt können diese Versuche auch benutzt werden um die Wärmemengen zu bestimmen, welche sich entwickeln, wenn $\dddot{B}^{\frac{2}{3}} = \ddot{B}$ und $\ddot{Si}$ mit verschiedenen Mengen von Basis zusammengebracht werden. Es ergiebt sich nach dieser Betrachtungsweise:

Aequivalente Basis . .	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	1	2	4
Wärmeeinheiten mit 1 Aeq. $\ddot{B}$	245	365	472	654	835	909	908	900
Wärmeeinheiten mit 1 Aeq. $\ddot{Si}$		264		340	369	397	408.	

Danach steigt die Wärmeentwicklung, bis die Menge der Basis = 1 Aequivalent ist, und bleibt dann constant; es scheint also Sättigung eingetreten zu sein; daraus schliefst der Verfasser, dafs das Aequivalent dieser beiden Säuren durch $\ddot{Q}$ auszudrücken sei. Ueberdies ist zu bemerken, dafs geringere Antheile von Basis unter verhältnifsmäfsig gröfserer Wärmeentwicklung, also anschei-

nend mit gröfserer Energie gebunden werden, was bei der Schwefelsäure nicht der Fall war.

Verhalten der Phosphorsäure. Es wurde Phosphorsäure mit Natron in verschiedenen Verhältnissen vereinigt. Dabei entwickelte

das	erste Aequivalent Natron		1872[c],
-	zweite	- -	1526 ,
-	dritte	- -	735 ,
-	vierte	- -	97 ,
-	fünfte	- -	63 .

Die Wärmeentwicklung nahm ab mit zunehmender Anzahl der bereits gebundenen Aequivalente Basis (GRAHAM hatte früher gefunden, dafs das zweite und dritte Aequivalent Kali mit gleicher Wärmeentwicklung aufgenommen werden); aber auch durch drei Aequivalente Basis war die Säure noch nicht vollständig gesättigt; vielmehr fand bei Aufnahme von Basis noch fernere Wärmeentwicklung statt. Säuren, die nicht im Stande sind, stärkere Basen vollständig zu sättigen, schlägt der Verfasser vor, unvollständige Säuren zu nennen; seiner Ansicht nach macht sich bei diesen neben dem chemischen Charakter auch die Masse bei Eingehung von Verbindungen geltend.

Der Verfasser wendet sein Verfahren ferner an, um den Vorgang der Zersetzung von Salzen durch Säuren in Auflösung zu studiren. Ist die Bildungswärme des schwefelsauren Kalis $= \alpha$, des salpetersauren Kalis $= \beta$, so mufs die Wärmeentwicklung, wenn 1 Aequivalent Schwefelsäure zu 1 Aequivalent salpetersaurem Kali in sehr verdünnter Auflösung gesetzt wird, bei vollständiger Zersetzung des Salzes $= \alpha - \beta$ sein. Sie findet sich aber immer geringer, auch dann noch, obwohl steigend, wenn man 2, 3, 4 Aequivalente Schwefelsäure hinzufügt. Der Verfasser nimmt, indem er sich den Ansichten BERTHOLLET's anschliefst, an, dafs sich in der Auflösung bei Gegenwart von $n(B+S)$ und mS_1 (worin B Basis, S Säure bedeutet) zwei Salze von gleicher Acidität bilden; dann mufs sein $n(B+S)+mS_1 = z(B+xS)+y(B+xS_1)$, daraus die Menge der abgeschiedenen Basis $y = \frac{mn}{m+n}$; dieser Gröfse mufs die entwickelte Wärmemenge proportional sein, also

$W = \frac{mn}{m+n} C$. Erst für $m = \infty$ wird $y = 1$, $W = C$. Bei Anwendung von 1, 2, 4 ... Aequivalenten Schwefelsäure zur Zersetzung von 1 Aequivalent salpetersaurem Kali mufs sich die Wärmeentwicklung verhalten, wie $\frac{1}{2} : \frac{2}{3} : \frac{4}{5}$; der Versuch ergab das Verhältnifs 65:99:111, davon wenig abweichend; zugleich findet man $C = 140$, nicht übereinstimmend mit dem direct gefundenen $C = (\dot{K}\,Aq, \dddot{S}\,Aq) - (\dot{K}\,Aq, \ddot{\ddot{N}}\,Aq) = 278^c$. Eine ähnliche Uebereinstimmung der Berthollet'schen Theorie mit der Erfahrung zeigte sich bei der Zersetzung des chlorsauren Kalis durch Schwefelsäure. Dagegen waren die Vorgänge andere, wenn die Salze einer unvollständigen Säure mit Schwefelsäure behandelt wurden; es trat dann vollständige Zersetzung ein. Wurde $\frac{1}{3}$ Aequivalent des 3basischen phosphorsauren Natrons mit 1 Aequivalent $\dddot{S}$ vereinigt, so betrug die Wärmeentwicklung im Mittel 507°. Bei vollständiger Zersetzung hätte sich ergeben müssen $x = w' - \frac{1}{3} w = 543^c$, da

die Bildungswärme w' von $\dot{N}a\dddot{S} = 1921^c$,

die Bildungswärme w von $\dot{N}a^3\ddot{\ddot{P}} = 4133^c$.

Merkwürdig war das Verhalten des borsauren Natrons ($\dot{N}a\dddot{B}^2$) bei Schwefelsäurezusatz. 1 Aequivalent des Salzes mit 1 Aequivalent $\dddot{S}$ entwickelte 515°; die Berechnung ergiebt für vollständige Zersetzung 506°. Mit $\frac{1}{2}$ Aequivalent $\dddot{S}$ wurde entwickelt $288^c = \frac{515+61}{2}$. Daraus folgt, dafs die abgeschiedene Borsäure sich mit dem unzersetzt gebliebenen Salze unter einer Wärmeentwicklung verbunden hat, die nach früher mitgetheilten Versuchen $= \frac{53^c}{2}$ hätte sein müssen. Dagegen entwickelten sich mit 2 Aequivalenten $\dddot{S}$ $553^c = 515+38$; daraus war zu schliefsen, dafs die frei gewordene Borsäure mit der überschüssigen $\dddot{S}$ eine Verbindung unter Wärmeentwicklung eingehen könne. In der That ergab sich bei directer Vermischung

von 1 Aequivalent $\dddot{B}$ mit $\dddot{S}$ 36°,

- 1 Aequivalent $\dddot{B}$ mit 3 $\dddot{S}$ 70° Wärmeentwicklung.

Das Resultat dieser Untersuchungen für die Theorie der chemischen Verbindungen fafst Hr. Thomsen in folgende Sätze zusammen.

Es giebt zwei Gruppen von Säuren, vollständige und unvollständige. Die vollständigen Säuren ($\dddot{S}$, $\overset{\cdot\cdot\cdot\cdot\cdot}{\mathrm{Cl}}$, $\overset{\cdot\cdot\cdot\cdot\cdot}{N}$ etc.) vereinigen sich in der Lösung in einem constanten Verhältnifs mit den Basen unter wahrer Neutralisation. Aus ihren gelösten Verbindungen scheiden sie sich gegenseitig nicht vollständig ab, und zwar ist der Grad der Zersetzung von der Masse der hinzugefügten Säure abhängig. Die unvollständigen Säuren ($\dddot{B}$, $\overset{\cdot\cdot\cdot\cdot\cdot}{P}$, $\dddot{\mathrm{Si}}$ etc.) vereinigen sich in der Lösung nicht in bestimmten Verhältnissen mit den Basen. Sie wirken durch ihre Masse; der Grad der Sättigung der Base ist von der Masse der Säure abhängig. Sie werden aus ihren Salzen in Auflösung durch die Säuren der ersteren Gruppe vollständig ausgeschieden.

Auch bei den basischen Oxyden vermuthet der Verfasser ähnliche Verschiedenheiten, die indefs wegen ihrer Unlöslichkeit in Wasser auf thermochemischem Wege nicht nachzuweisen sind. Zwischen den Säuren und Basen liegt eine Reihe von Oxyden, denen die Fähigkeit des Neutralisirens mehr oder weniger fehlt; zu diesen ist namentlich das Wasser zu rechnen. Die Analogie der Kieselsäure mit dem Wasser zeigt sich auch darin, dafs die Wärmemengen, welche sich bei ihrer Vereinigung mit Kali entwickeln, sich durch dieselbe Formel berechnen lassen, die nach früheren Untersuchungen des Verfassers bei Vereinigung des Wassers mit Oxyden zu Grunde gelegt werden kann. Setzt man in dieser Formel $w = \frac{a}{a+n} C$ [1]), worin a die Anzahl der Kieselsäureäquivalente bedeutet, $n = 5{,}467$, $C = 2484$, so ergiebt sich eine gute Uebereinstimmung der berechneten Werthe mit der Erfahrung.

In dem zweiten Theil seiner diesjährigen Mittheilungen handelt Hr. Thomsen von der Affinität mit besonderer Rücksicht auf die chemischen Zersetzungen. Er geht zunächst von folgenden Grundsätzen aus. Die sich bei der Bildung einer Verbindung entwickelnde Wärme entspricht der Affinität der Bestandtheile, ist deren Maafs. Um eine Verbindung zu zersetzen, ist dieselbe Kraft erforderlich und wird bei der Zersetzung gebunden, welche

[1]) Berl. Ber. 1853. p. 363.

bei Bildung der Verbindung frei und als Wärme entwickelt wird. Auf Umwegen können auch Bestandtheile mit einander vereinigt werden, die keine Verwandtschaft zu einander haben; bei deren Vereinigung wird dann aber Kraft gebunden, welche bei Zersetzung ihrer Verbindung wieder als Wärme frei wird. Solche Verbindungen sind im labilen Gleichgewicht wie ein auf die Spitze gestellter Kegel. Im Allgemeinen vollziehen sich alle chemischen Processe so, dafs dadurch die stärksten Affinitäten befriedigt werden; daher ist die Wärmeentwicklung bei den im Verlauf des Processes sich vollziehenden Vereinigungen immer gröfser als die Wärmebindung bei den begleitenden Zersetzungen. Die Affinität ist keine constante Gröfse, sondern mit der Temperatur veränderlich; die gefundenen Resultate gelten daher auch nur für mittlere Temperaturen, bei denen die Versuche angestellt wurden. Der Verfasser sucht nun den Satz: Die Verbindung von *A* mit *B* wird nur dann durch *C* zersetzt, wenn *C* mit *A* mehr Wärme bei der Vereinigung entwickelt als *B* mit *A*, aus der Erfahrung als richtig zu erweisen. In Betreff der bei der Berechnung benutzten Zahlen, welche theils eigenen Versuchen, theils denen von Abria, Andrews, Dulong, Favre und Silbermann, Hess etc. entnommen sind, verweist der Verfasser auf seine Originalarbeit in den Vidensk. Selsk. Skrift. (5) III. Legt man ausschliefslich die von Favre und Silbermann gefundenen Werthe[1]) zu Grunde, welche, da sie für H = 1 berechnet sind, durch Division mit 8 den Zahlen des Verfassers (O = 1) vergleichbar werden, so gelangt man theilweis zu abweichenden Resultaten.

Hr. Thomsen betrachtet zuerst das Verhalten der Metalle zum Wasser. Welche Metalle zersetzen den Wasserdampf? Es ist (H, O) = 3626°; also nur dasjenige Metall R, für welches (R, O) > 3626°, kann den Wasserdampf zersetzen. Es ist (Fe, O) = 4131°, (Zn, O) = 5366°. Für die andern Metalle {(Ag, O) = 316°, (Hg, O) = 1597, (Cu, O) = 2394, (Pb, O) = 3396} wird der Bedingung nicht genügt; daher zersetzen nur die ersten beiden den Wasserdampf, während umgekehrt die Oxyde der letzteren durch Wasserstoff reducirt werden. Dies stimmt mit der Erfahrung überein.

[1]) Berl. Ber. 1853. p. 352.

Welche Metalle zersetzen das flüssige Wasser? Für dieses gilt (H, O, Aq) = 3626+717 = 4343c.. Der Bedingung (R, O, Aq) > 4343 wird nur genügt durch (Zn, O, Aq) = 5460, (Na, O, Aq) = 10493, (K, O, Aq) = 10896; die betreffenden Metalle (das Zink nach einer Angabe von Berzelius) zersetzen erfahrungsmäfsig das flüssige Wasser.

Verhalten der Metalle zur Chlorwasserstoffsäure. Wenn das Metall R die gasförmige Säure zersetzen soll, so mufs sein (R, Cl) > {(H, Cl) = 2987c}. Dieser Bedingung entsprechen nach Favre und Silbermann Kalium, Natrium, Zink, Eisen, Blei, Kupfer. Auch das Kupfer zersetzt, nach einer Beobachtung des Hrn. Thomsen, bei circa 200° das Chlorwasserstoffgas. Die Angaben (Hg, Cl) = 3633c (Andrews), (Ag, Cl) = 4395c (Favre und Silbermann), wonach auch Quecksilber und Silber die gasförmige Säure zersetzen müfsten, hält der Verfasser für irrig. Auch Sauerstoff zersetzt das Chlorwasserstoffgas; denn (H, O) > (H, Cl). Dagegen ist (H, O, Aq) < {(H, Cl, Aq) = 4904c}; daher bildet sich in Chlorwasser Salzsäure unter Sauerstoffentwicklung. Diejenigen Metalle, für welche (R, Cl, Aq) > 4904c, zersetzen die wäfsrige Chlorwasserstoffsäure. Dieser Bedingung entsprechen Kalium, Natrium, Zink, Eisen; dagegen ist {(Pb, Cl, Aq) = 4776} < 4904c. Concentrirte Salzsäure ist aber leichter zersetzbar als sehr verdünnte, wird daher auch durch Blei zersetzt; denn es ist z. B. die Wärmetönung $\{(H, Cl, \dot{H}^{12}) = 4650^c\} < (\dot{H}, Cl, H^x)$ wenn $x > 12$.

Metallfällungen. Auch hier zeigt sich Uebereinstimmung mit der Theorie. Das Metall R wird aus der Verbindung R+A durch alle diejenigen gefällt, welche sich mit A unter gröfserer Wärmeentwicklung vereinigen. Dies bestätigt sich z. B. bezüglich der Chlormetalle.

Metalle und Schwefelsäure. Welche Metalle können die verdünnte Schwefelsäure zersetzen? Es mufs sein: $(R, O, \ddot{S}Aq) > (H, O, Aq)$. Dieser Bedingung wird genügt für Zinn, Eisen und Blei, nicht für Kupfer und Silber. In der That fand der Verfasser, dafs das Blei beim Kochen mit verdünnter Schwefelsäure diese unter Wasserstoffentwicklung zersetzt. Da die Wärme-

tönung für concentrirte Säuren stets geringer ist als für verdünnte — denn jene entwickeln bei ihrer Verdünnung jederzeit noch Wärme — so sind die ersteren leichter zersetzbar, lösen also die Metalle mit gröfserer Intensität. Dies bestätigt sich auch für die Schwefelsäure.

Metalle und Salpetersäure. Da sich die Metalle in Salpetersäure unter Entwicklung von Stickstoffoxyd lösen, so ergiebt sich als Bedingungsgleichung

$$3(R, O, \ddot{\ddot{N}}Aq) > \{(\dot{N}, O^3, Aq) = 1734^c\}.$$

Dieser Bedingung genügt schon das Silber, für welches $(Ag, O, \ddot{\ddot{N}}Aq) = 864^c$, ebenso alle anderen Metalle bis zum Kalium; nur für Gold und Platin mufs die entsprechende Wärmetönung geringer sein.

Wird eine Verbindung $(A+B)$ durch C zersetzt, und zersetzt andrerseits B die Verbindung $(A+D)$, so folgt aus den hier aufgestellten theoretischen Ansichten: die Wärmetönung $(A, C) > (A, B) > (A, D)$. Die Bestätigung dieses Satzes durch die Erfahrung kann als eine Bewährung der Theorie betrachtet werden; andrerseits kann man denselben auch benutzen um die Gränzen der Bildungswärme einer Verbindung zu ermitteln in Fällen, wo sich dieselbe direct nicht bestimmen läfst. Nach diesem Princip findet der Verfasser folgende Gränzbestimmungen für die Bildungswärme der Schwefelsäure und des schwefelsauren Eisenoxyduls in Auflösung:

$$6650^c > (S, O^3, \dot{H}) > 5005^c,$$

$$13029^c > (Fe^2, O^3, \ddot{S}^3Aq) > 12414^c.$$

Der Gränzwerth für Schwefelsäure wird dann wieder benutzt zur Feststellung der Bedingungen, unter denen eine Zersetzung der schwefelsauren Salze durch Wasserstoff eintritt. Es mufs sein

$$\{4(H, O) = 14504^c\} > (R, S, O^4) - R, S).$$

Für Blei ist die rechte Seite der Gleichung $< 10946^c$, also der Bedingung der Zersetzbarkeit genügt.

Hr. Thomsen zeigt ferner, dafs die Bildungswärme für Verbindungen, welche direct nicht darstellbar sind, nach der thermochemischen Berechnung ihres Werthes negativ ausfällt. So ergiebt sich für Chlorsäure aus der Formel

$$(K, Cl, O^6, Aq) = (K, O, Aq) + (Cl, O^5, Aq) + (\dot{K}Aq, \ddot{\bar{C}}lAq),$$

wenn man die anderweitig bekannten Werthe einführt,

$$(Cl, O^5, Aq) = -1363^c.$$

Auf ähnliche Weise findet man für Salpetersäure aus der Zersetzung des salpetersauren Ammoniaks in Stickoxydul und Wasser, wobei der Verfasser eine Wärmeentwicklung $= 3113^c$ beobachtete, nach Einführung aller bekannten Gröfsen in die betreffende Formel

$$(N, O^6, Aq) = 2(N, O) + 1821^c < 0,$$

da

$$(N, O) = -3205^c \text{ (Dulong)}$$
$$= -1086^c \text{ (Favre und Silbermann)}.$$

Auch für Kohle und Schwefel ergiebt sich bei mittlerer Temperatur durch Rechnung $(C, S^2) = -1210^c$, also keine Verwandtschaft, vielmehr Abneigung sich zu verbinden. Dennoch vollzieht sich bekanntlich bei Glühhitze die Vereinigung; dies beweist die Verschiedenheit der Affinität bei verschiedenen Temperaturen. Auch die Bildungswärme des Cyans ist negativ; bei seiner Zersetzung entwickeln sich nach Dulong 4900^c. Eine Folge davon ist, dafs Cyan durch Verbrennung in Sauerstoff eine sehr grofse Hitze erzeugt; durch Berechnung läfst sich zeigen, dafs die Temperaturerhöhung beinahe dreimal so grofs sein mufs als bei Verbrennung des Wasserstoffs unter gleichen Umständen. Der Verfasser führt sodann noch einige andere Verbindungen an, welche sich unter Wärmeentwicklung zersetzen, und weist zugleich darauf hin, dafs diese dann jederzeit leicht zersetzbar sind. Ob die Zersetzbarkeit der organischen Verbindungen in ähnlicher Weise mit ihrer Bildungswärme zusammenhänge, sei bis jetzt noch nicht ersichtlich, da die dabei stattfindenden thermischen Vorgänge noch zu wenig bekannt sind. *Wi.*

P. A. Favre. Sur la condensation des gaz par les corps solides et sur la chaleur dégagée dans l'acte de cette absorption. Sur les relations de ces effets avec les chaleurs de liquéfaction ou de solidification des gaz. C. R. XXXIX. 729-733†; Cosmos V. 477-479; Inst. 1854. p. 367-368; Arch. d. sc. phys. XXVII. 232-235; Liebig Ann. XCII. 194-196; Silliman J. (2) XIX. 111-112; Z. S. f. Naturw. V. 54-56.

Bei der nahen Beziehung, welche zwischen chemischer Vereinigung und Bindung absorbirter Gase angenommen werden mufs, hielt es der Verfasser für wichtig die Wärmeerscheinungen zu studiren, welche letztere begleiten. Seiner Ansicht nach mufs überhaupt für die Kenntnifs der Kräfte, welche die Processe der chemischen Verbindung, der Capillarität und der Absorption hervorrufen, aus der Ermittlung der begleitenden thermischen Vorgänge eine wesentliche Erweiterung erwachsen. Die Untersuchung zerfiel in mehrere Theile: Bestimmung der latenten Wärme der Gase, welche also bei deren Condensation zu Flüssigkeit frei werden mufs; Bestimmung der Volumantheile verschiedener Gase, welche von der Volumeinheit ein und derselben Kohle absorbirt werden; Ausmittlung der bei der Absorption der Gewichtseinheit des Gases frei werdenden Wärmemenge.

Zur Ausführung der thermischen Bestimmungen bediente sich der Verfasser des in diesen Berichten bereits mehrfach erwähnten Quecksilbercalorimeters. Als absorbirende Substanz wurde immer Kohle verschiedener Hölzer (Faulbaum-, Pappel-, Buchs-, Eichen-, Guajac- und Ebenholz) angewendet. Die schwerste Kohle absorbirt im Allgemeinen am wenigsten Gas; doch ist auch der Absorptionscoëfficient für die Kohle desselben Holzes, sogar für ein und dieselbe Kohle zu verschiedenen Zeiten nicht immer derselbe. Die Absorbirbarkeit verschiedener Gase kann daher nicht strenge verglichen werden; doch findet der Verfasser in Uebereinstimmung mit Saussure folgende für die Kohle der verschiedenen Hölzer gültige Reihenfolge der verschiedenen Gase, vom absorbirendsten anfangend: Ammoniak, Chlorwasserstoffgas, schweflige Säure, Stickoxydul, Kohlensäure. In derselben Reihenfolge steht auch die Wärmeentwicklung bei Absorption der Gewichtseinheit genannter Gase. Nur für Ammoniak- und Chlorwasser-

stoffgas war die entwickelte Wärmemenge verschieden bei Anwendung verschiedener Kohle. Nach Untersuchungen und Berechnungen, welche Mitscherlich schon vor längerer Zeit ausgeführt hat [1]), schien man annehmen zu müssen, dafs die absorbirten Gase im Innern der Kohle als Flüssigkeiten existiren; der Verfasser findet aber die Wärmeentwicklung bei Absorption von 1^{gr} schwefligsaurem oder Stickoxydulgas bedeutend gröfser als die bei der Verflüssigung frei werdende latente Wärme derselben Gasmenge. Es fand sich nämlich

	Latente Wärme	Absorptionswärme
für schwefligsaures Gas	88,3	150,1
für Stückoxydulgas. . .	100,6	148,3.

Es entwickelte sogar 1^{gr} kohlensaures Gas bei der Absorption durch Kohle mehr Wärme ($148{,}8^c$) als bei der Verwandlung in feste Kohlensäure ($138{,}7^c$), und zwar war hierbei die Wärmeentwicklung für dieselbe Gewichtsmenge des kohlensauren Gases dieselbe bei jeder Kohlenart. Die angegebene Zahl gilt aber nur für die Absorption bis zur Sättigung; die zuerst aufgenommenen Gasantheile entwickelten bei ihrer Bindung verhältnifsmäfsig noch gröfsere Wärmemengen. Nach der Meinung des Hrn. Favre widerspricht dies der Ansicht, welche die Wärmeentwicklung aus der Verflüssigung der Gase herleitet, da eine solche gerade für die ersten Gasantheile am wenigsten eintreten könne. Nimmt man aber eine Condensation der Gase zu Flüssigkeiten in den Poren der Kohle an, so glaubt der Verfasser den Ueberschufs der Absorptionswärme über die Verflüssigungswärme nicht sowohl aus einer chemischen Action zwischen der Kohle und dem aufgenommenen Gase als vielmehr aus einer ferneren Verdichtung der gebildeten Flüssigkeit von den Porenwänden, in Analogie mit den Vorkommnissen bei Capillarphänomenen, erklären zu müssen. *Wi.*

[1]) Siehe Berl. Ber. 1853. p. 347.

28. Physiologische Wärmeerscheinungen.

Literatur.

A. Fick. Ueber thierische Wärme. Henle u. Pfeufer (2) V. 148-179.

G. Flemming. Ueber die Lebenswärme der Pflanzen. Boll Arch. 1854. p. 98-104.

29. Wärmeleitung.

W. Thomson. On the uniform motion of heat in homogeneous solid bodies, and its connexion with the mathematical theory of electricity. Phil. Mag. (4) VII. 502-515†.

Wir erhalten einen Abdruck einer in Thomson J. 1842 anonym erschienenen Abhandlung. Die Resultate derselben finden sich bei Green, Chasles, Gauss und Lamé. Eigenthümlich ist dem Verfasser nur der Ausgangspunkt der Betrachtung. Bekanntlich hat die Function der Coordinaten, welche die stationär gewordene Temperatur der Punkte eines Körpers ausdrückt, die Eigenschaften des Potentials. Der Verfasser entwickelt nun einige dieser Eigenschaften, und speciell die Formeln für die Attraction des Ellipsoids, indem er von gewissen Vorstellungen über die Verbreitung der Wärme ausgeht, die er nicht rechtfertigt. Er nimmt z. B. Anfangs an, dafs der Körper sich unter dem Einflufs constanter Wärmequellen in geschlossene isotherme Flächen theile, und substituirt dann eine dieser Flächen statt der Wärmequellen, um die Temperatur eines aufserhalb der Fläche gelegenen Punktes zu berechnen. Er bestimmt zu diesem Zweck die Tempera-

tur, welche dieser Punkt annehmen würde, wenn nur ein Element der isothermen Fläche vorhanden wäre, und setzt die Summe aller den einzelnen Flächenelementen entsprechenden Temperaturen gleich der wirklichen Temperatur — eine Anwendung des Princips der Superposition, die ohne Weiteres nur gerechtfertigt sein würde, wenn die Mittheilung der Wärme von Element zu Element, unabhängig von der Temperaturdifferenz der Elemente wäre. *Bt.*

30. Specifische und gebundene Wärme.

31. Strahlende Wärme.

H. Knoblauch. Ueber die Abhängigkeit des Durchgangs der strahlenden Wärme durch Krystalle von ihrer Richtung in denselben. Zweite Abhandlung. Pogg. Ann. XCIII. 161-212†; Cosmos V. 614-616; Ann. d. chim. (3) XLIII. 124-128; Z. S. f. Naturw. IV. 493-493; Silliman J. (2) XIX. 110-111; Phil. Mag. (4) X. 16-23.

Der Berichterstatter hat seine Untersuchungen in Betreff der Durchstrahlung der Wärme durch Krystalle, sofern sie von der Richtung in denselben abhängig ist, fortgesetzt.

Das Ergebnifs einer längeren Versuchsreihe war:

I. Die strahlende Wärme durchdringt gewisse Krystalle des optisch zweiaxigen Systems, Dichroit, Topas, Diopsid u. s. w. nach verschiedenen Richtungen hin in ungleicher Menge. Sie geht zum Beispiel durch den Dichroit im Sinne der Mittellinie am besten, weniger gut winkelrecht gegen die Ebene der opti-

schen Axen, im geringsten Maafse parallel der Supplementarlinie hindurch, beim blauen Topas dagegen in der Richtung der Mittellinie in geringster Menge, winkelrecht gegen die Axenebene reichlicher, und im Sinne der Supplementarlinie am reichlichsten.

Nach diesem Durchgange zeigen die Wärmestrahlen je nach ihrer Richtung im Krystall ungleiche Eigenschaften, z. B. in ihrem Verhalten gegen diathermane Körper. Verschiedene Krystalle führen auch hierin Verschiedenheiten herbei.

Bei polarisirter Wärme können für eine und dieselbe Richtung Unterschiede auftreten, je nachdem die Schwingungsebene der Strahlen eine oder die andere Lage hat. So durchdringen z. B. die Strahlen, deren Schwingungsebene mit der Ebene der optischen Axen zusammenfällt, den gelben, blauen Topas u. s. w. parallel der Mittellinie weniger reichlich als die, für welche jene Ebenen gekreuzt sind, während bei Schwerspath, Hornblende, Pistacit, Glimmer, Dichroit u. s. w. gerade das Umgekehrte stattfindet. Auch in ihrer Fähigkeit, die diathermanen Körper zu durchdringen, unterscheiden sich die in verschiedenen Ebenen stattfindenden Wärmeschwingungen nach ihrem Durchgange durch den Krystall oft von einander. Bei gleicher Schwingungsebene und gleicher Richtung der hindurchgehenden Strahlen bietet sich nicht allein bei verschiedenen Krystallen, sondern selbst bei zusammengehörigen, wie gelbem, blauem Topas u. s. w. die gröfste Mannigfaltigkeit dar. Bei einem und demselben Körper, z. B. Glimmer, nehmen die quantitativen wie die qualitativen Unterschiede der in verschiedenen Ebenen erfolgenden Wärmeschwingungen mit der Dicke der durchdrungenen Schichten zu [1]).

Durchstrahlt die Wärme zwei Platten des nämlichen Krystalls, z. B. des Pistacit, nach einander, so zeigen sich den vorigen ähnliche Erscheinungen, je nachdem die Ebenen der optischen Axen beider Platten zusammenfallen oder gekreuzt sind.

II. Gehen die Wärmestrahlen durch gewisse Krystalle des optisch einaxigen Systems, wie braunen Bergkrystall, Amethyst,

[1]) Am sogenannten einaxigen Glimmer zeigen die polarisirten Wärmestrahlen dergleichen Unterschiede bei ihrem Durchgange parallel der Axe nicht.

Beryll, Turmalin, Idokras u. s. w. hindurch, so bieten sie ebenfalls sowohl quantitative wie qualitative Verschiedenheiten dar, je nachdem sie den Krystall in einer oder der andern Richtung durchdrungen haben.

Aber wie grofs diese Verschiedenheiten beim Durchgange parallel der Axe und winkelrecht gegen dieselbe auch sind, so ist doch kein Unterschied irgend einer Art in dem Verhalten der Wärmestrahlen vorhanden, welche bei der gröfsten Mannigfaltigkeit ihrer Richtungen sämmtlich rechtwinklig zur Axe sind.

Es liegt hierin eine Abweichung von den Erscheinungen an optisch zweiaxigen Krystallen, bei denen die gedachten Unterschiede der strahlenden Wärme nach drei auf einander rechtwinkligen Richtungen wahrgenommen werden.

Ist die Wärme polarisirt, so werden, je nach der Lage der Schwingungsebene der Strahlen, Verschiedenheiten bei einer und derselben Richtung beobachtet.

Die Durchstrahlungen senkrecht zur Axe zeigen, unter sich verglichen, auch jetzt Uebereinstimmendes.

Nur längs der Axe ist der Durchgang der Wärme und ihr sonstiges Verhalten von der Schwingungsebene unabhängig.

Die Unterschiede beim Durchdringen des Krystalls nach den verschiedenen Richtungen sind bei polarisirten Strahlen gröfser als bei den natürlichen, wenn ihre Schwingung bei diesen Durchgängen der Strahlen das eine Mal der Axe gleich gerichtet ist, das andere Mal einen Winkel von 90° mit derselben bildet; sie verschwinden aber vollständig, wenn die Schwingung stets rechtwinklig gegen die Axe ist. Die durch verschiedene Krystalle hindurchgegangenen Wärmestrahlen unterscheiden sich unter übrigens gleichen Umständen hinsichtlich ihrer Menge und ihrer Durchgangsfähigkeit in Betreff der diathermanen Substanzen.

III. Auch an Krystallen des regulären Systems, wie farbigem Flufsspath, blaugestreiftem Steinsalz u. s. w. können, z. B. bei vorkommenden Schichtungen in den Körpern, Unterschiede der Menge wie der Eigenschaften der Wärmestrahlen auftreten, je nachdem dieselben in einer oder der andern Richtung hindurchgegangen sind.

Bei polarisirter Wärme zeigt sich genau dasselbe; für eine und dieselbe Richtung der Strahlen hat die Lage der Schwingungsebene in diesen Fällen durchaus keinen Einfluſs.

Die mitgetheilten Erscheinungen sind bei der Wärme das, was die unter entsprechenden Umständen an krystallisirten Körpern auftretenden Erscheinungen des Polychroismus, oder in besonderen Fällen des Dichroismus, beim Lichte sind. *Kn.*

F. de la Provostaye et P. Desains. Détermination des pouvoirs émissifs à de hautes températures. C. R. XXXVIII. 440-443†; Inst. 1854. p. 81-82; Cosmos IV. 297-300.

Die Herren de la Provostaye und Desains haben eine neue Methode zur Anwendung gebracht, um das Ausstrahlungsvermögen der Körper und die Aenderung desselben bei steigender Temperatur zu beobachten. Eine sehr dünne Platinplatte von 18^{mm} Breite und 75^{mm} Länge wurde mit den Polen einer aus dreiſsig Elementen bestehenden Bunsen'schen Kette verbunden. Durch Ausschaltung einer beliebigen Anzahl von Trögen konnte die Temperatur des Platinstreifens von 600° nach und nach bis auf 100° reducirt werden. Eine fast augenblickliche Aenderung der Wärme des strahlenden Körpers war dadurch möglich gemacht. Die Verfasser überzogen beide Seiten des Metallstreifens mit Kienruſs und gaben zweien thermoëlektrischen Apparaten eine solche Stellung, daſs sie bei einer Erwärmung des Streifens auf 100, 300, 400 Grad stets dieselbe Ablenkung ihrer Galvanometernadeln zeigten. Darauf ersetzten sie den Ueberzug von Kienruſs auf der einen Seite des Platins durch einen Ueberzug von borsaurem Bleioxyd. Wenn die von Kienruſs ausgestrahlte Wärmemenge genau dieselbe bleibt, so giebt das Verhältniſs der beiden Ablenkungen, die durch das Ausstrahlen der anderen Fläche hervorgebracht werden, nachdem sie mit Kienruſs und darauf mit borsaurem Bleioxyd bedeckt war, das Ausstrahlungsvermögen der letztgenannten Substanz an.

Bei den Versuchen zeigte das borsaure Bleioxyd bei 100° eine gleiche Ausstrahlung wie der Kienrufs, bei 550° aber nur noch 0,75. Indessen war bei Verminderung der Temperatur bis auf 100° das Ausstrahlungsvermögen des borsauren Bleioxyds wieder dem des Kienrufs gleich; es fand also durch die beginnende Rothglühhitze keine Aenderung der Substanz statt. Die Verfasser vermuthen, dafs nicht eine Veränderung des Zustandes der Oberfläche, sondern eine Aenderung in der Natur der austretenden Strahlen jenen Unterschied bedinge.

Mit Hülfe der erwähnten Beobachtungsmethode lassen sich auch andere Versuche über Diathermanität mit leichter Mühe anstellen. Die Herren DE LA PROVOSTAYE und DESAINS bekleideten eine Seite des Platinstreifens mit borsaurem Bleioxyd, die andere Seite liefsen sie frei. Wenige Minuten genügten um zu beobachten, dafs durch eine Glasplatte von der Platinfläche 39 Procent hindurchgingen, von der mit borsaurem Bleioxyd belegten aber nur 22 bis 23 Procent der ausstrahlenden Wärme.

Fr.

MELLONI. Nouveaux renseignements sur la méthode la plus convenable pour déterminer la transcalescence d'une lame par rapport à diverses radiations calorifiques. C. R. XXXVIII. 429-433†; Cosmos IV. 313-314.

Hr. MELLONI wiederholt seine Einwürfe gegen die Behauptung von DE LA PROVOSTAYE und DESAINS, dafs das Steinsalz nicht für alle Wärmestrahlen gleichmäfsig diatherman sei. In der Abhandlung beschränkt sich Hr. MELLONI auf Anführung älterer Versuche. Der streitige Punkt ist bereits im Berl. Ber. 1853. p. 398-402 behandelt.

Fr.

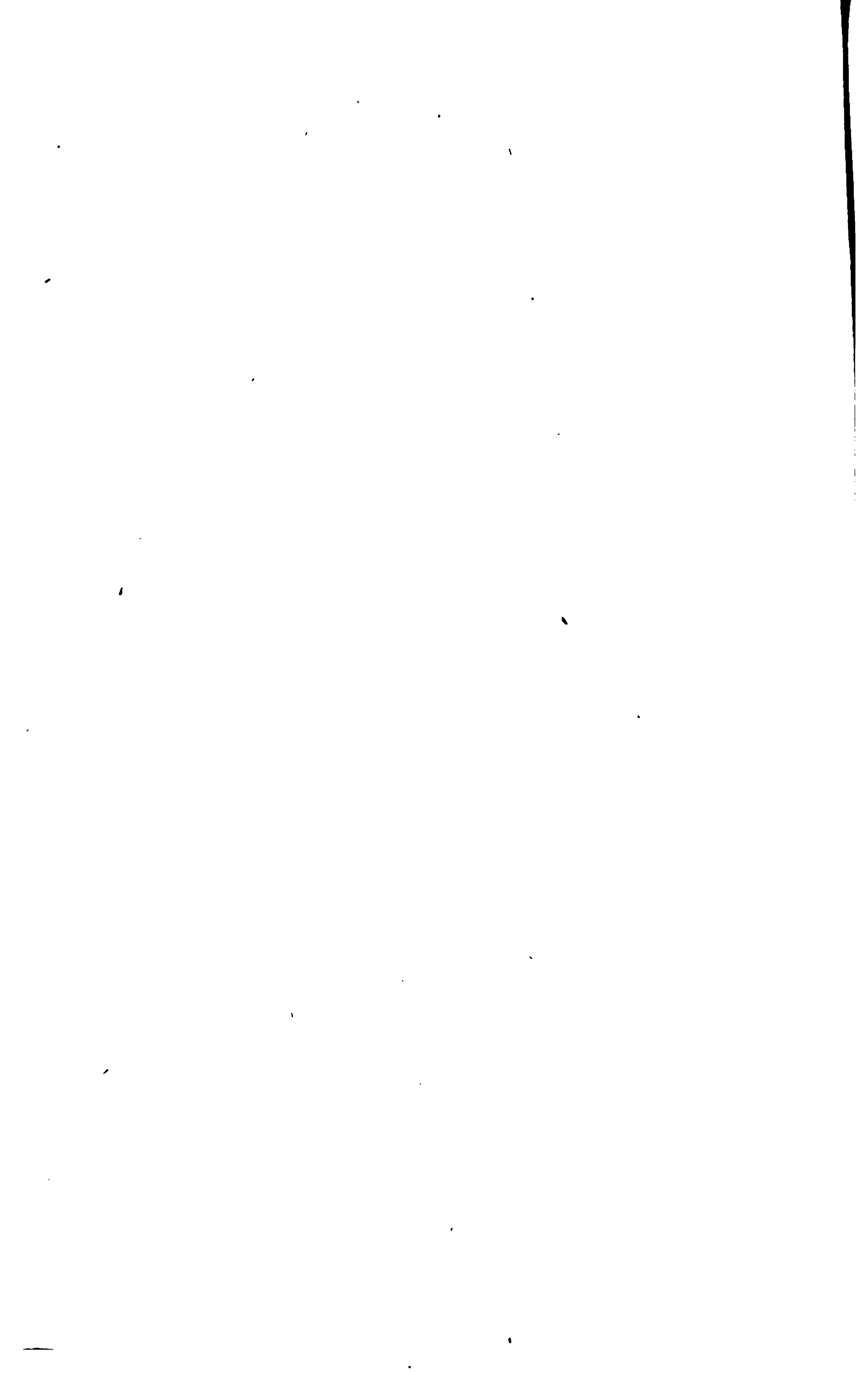
Powell. Third report on the present state of our knowledge of radiant heat. Rep. of Brit. Assoc. 1854. 1. p. 337-355; Athen. 1854. p. 1202-1203; Inst. 1855. p. 23-24.

Hr. Powell giebt eine Uebersicht der neueren Forschungen über die strahlende Wärme. Der Aufsatz bildet die Fortsetzung der beiden früheren 1832 und 1840 veröffentlichten Berichte.

Fr.

Fünfter Abschnitt.

Elektricitätslehre.



32. Allgemeine Theorie der Elektricität.

T. du Moncel. Note sur les différences existantes entre la manifestation électrique dans la pile ou dans les machines. C. R. XXXIX. 927-929†; Inst. 1854. p. 385-386; Cosmos V. 561-561.

Alle Körpertheilchen enthalten beide Elektricitäten. Wenn zwei Stoffe eine chemische Verbindung eingehen, so wird dabei das elektrische Gleichgewicht der Molecüle gestört. Es stellt sich ein neuer Gleichgewichtszustand her, und dabei wird ein Ueberschufs beider Elektricitäten frei. Umgekehrt wenn zwei verbundene Stoffe sich trennen, müssen sie, um ihre natürliche Elektricität wieder herzustellen, ihrer Umgebung Elektricität entziehen. Bei der chemischen Verbindung sowohl als bei der Zersetzung findet daher Elektricitätsentwickelung statt, aber im entgegengesetzten Sinne. Von diesem Princip ausgehend, will Hr. du Moncel die Verschiedenheiten der Maschinenelektricität und der galvanischen Elektricität erklären.

1) Die geringe Spannung in den Polen der Säule im Vergleich mit der Maschinenelektricität rührt von secundären Schliefsungen im Innern der Kette vermöge eines von Foucault nachgewiesenen secundären Leitungsvermögens der Flüssigkeiten her und andrerseits „von der Ungleichzeitigkeit der molecularen Elektricitätsentwickelung beim chemischen Procefs". Als Beweise werden angeführt a) die von Guillemin beobachtete Erscheinung, dafs die Pole der Säule einen Leiter stark laden können, wenn man die Verbindung zwischen Leiter und Säule mehrmals sehr

schnell unterbricht; b) die Spannungserscheinungen der in einem isolirten Draht erzeugten Inductionsströme; c) die Spannungserscheinungen der trocknen Ketten.

2) Die schwache Wirkung der Maschinenelektricität auf das Galvanometer rührt daher, dafs bei Strömen von starker Spannung der seitliche Einflufs (die Induction) nur schwach ist, und die Wirkung der Elektricität sich fast ganz auf die Anziehung der entgegengesetzten Elektricität wirft, während in der galvanischen Kette, wo beide Elektricitäten in der Kette selbst erzeugt werden, die seitliche Wirkung in voller Energie stattfindet. Von den Beweisen soll hier nur der angeblich schlagendste angeführt werden, dafs der Inductionsstrom des RUHMKORFF'schen Apparats oder der elektrische Funke, durch die Hauptrolle eines zweiten RUHMKORFF'schen Apparats geleitet, in der Inductionsrolle des letzteren keinen merklichen Strom erzeugt.

Es wird dann noch ein Unterschied zwischen statischer und dynamischer Spannung gemacht. Erstere wird mit dem Zustand eines comprimirten Glases verglichen, das seine Hülle zu sprengen strebt, aber doch kann dies Fluidum den Widerstand eines langen Leiters nicht überwinden (?). Die dynamische Spannung dagegen äufsert sich gerade in Ueberwindung des Leitungswiderstandes. *Jo.*

DU MONCEL. Théorie des effets statiques et dynamiques des courants; rapport de cette théorie avec les expériences de M. FARADAY. Cosmos IV. 416-417†; Inst. 1854. p. 118-119.

Die Versuche FARADAY's über die Ladung unter Wasser getauchter Telegraphendrähte geben Hrn. DU MONCEL Veranlassung zu einer Zusammenstellung anderer Fälle, wo die statischen (Spannungs-) und dynamischen (Inductions- und magnetischen) Wirkungen der Elektricität und des Magnetismus einander gegenseitig beschränken oder ausschliefsen sollen. Die angeführten Erscheinungen reduciren sich fast sämmtlich darauf, dafs die Wirkung eines Magneten (respective eines Solenoids) nach aufsen geschwächt wird, wenn man seine Pole durch einen Anker armirt. Hr. DU MONCEL scheint sich die Schwächung aber nicht etwa durch

die auf dem Anker erregten entgegengesetzten Magnetismen zu erklären, sondern vielmehr dadurch, dafs der Magnetismus mit dem Festhalten des Ankers zu viel zu thun hat um noch andere Arbeiten verrichten zu können. *Jo.*

W. T. New theory of electricity. Mech. Mag. LX. 10-11†, 84-85.
R. H. S. W. T's new theory of electricity. Mech. Mag. LX. 180-181†.

Der anonyme Verfasser der ersten Notiz beschenkt uns mit einer neuen Theorie der Elektricität. Elektricität ist Bewegung der materiellen Atome, und zwar insbesondere eine rotirende Bewegung, welche sich von Atom zu Atom fortpflanzt. Aus dieser Drehung folgen dann die elektrische und magnetische Anziehung, ebenso wie die Gravitation eine Folge der Umdrehung der Himmelskörper um ihre Axen ist. Die Erde ist, indem sie sich dreht, zugleich eine grofse Elektrisirmaschine, und so erklären sich der Erdmagnetismus, das Nordlicht u. s. w. Diese Theorie findet eine Beantwortung in einer andern anonymen Notiz, in welcher ihr namentlich das Zustandekommen des elektrischen Flammenbogens im Vacuum entgegengestellt wird, wo es ja keine Atome gebe, die sich um ihre Axe drehen könnten. *Jo.*

T. Exley. On the cause of the transmission of electricity along conductors generally and particulary as applied to the electric telegraph wires. Rep. of Brit. Assoc. 1853. 2. p. 38-39†.

Ein eigener Grundstoff, das Elektrogen, ist in grofser Menge in der Natur verbreitet. Jedes ponderable Atom fesselt an sich eine Anzahl von Aetheratomen, welche dasselbe wie eine Atmosphäre umgeben, indem zwischen dem Massenatom und der Aetherhülle noch ein hohlkugelförmiger Zwischenraum bleibt. In Folge der verschiedenen Dimensionen der Aetherhüllen und der verschiedenen Verhältnisse der Anziehungs- und Abstofsungskräfte vermag bei manchen Körpern das Elektrogen leicht in den Zwi-

schenraum zwischen Atom und Aetherhülle einzudringen, bei andern nicht. Erstere setzen daher der Verbreitung des Elektrogens ein Hindernifs entgegen, sind Nichtleiter; bei letzteren dagegen, den Leitern, gleitet dasselbe leicht über die Oberfläche der Aetherhüllen fort.

Im elektrischen Funken erzwingt sich das Elektrogen einen Weg in einer durch die vorhergehende Spannung vorbereiteten Richtung; im Strom dagegen fliefst es von Atom zu Atom, indem jedes Elektrogentheilchen den Platz des vorhergehenden einnimmt. Die Schnelligkeit der Fortpflanzung der Bewegung durch grofse Strecken darf nicht verwundern, da auch ohne galvanische Kette der Draht an sich schon die Tendenz hat, Elektricität zur Erde zu führen. *Jo.*

---

33. Reibungselektricität.

A. Erregung der Elektricität.

VOLPICELLI. Sur une nouvelle propriété électrostatique. C. R. XXXVIII. 351-351†; Inst. 1854. p. 85-85; Cosmos IV. 287-288; Arch. d. sc. phys. XXVI. 57-59; TORTOLINI Ann. 1854. p. 59-61.

— — Sur la polarité électrostatique. C. R. XXXVIII. 877-880†; Inst. 1854. p. 205-205; Cosmos V. 98-100; Arch. d. sc. phys. XXVI. 250-253; TORTOLINI Ann. 1854. p. 224-231†.

In der ersten Note beschreibt Hr. VOLPICELLI folgende Erscheinung. Wird ein nicht leitender Stab von Glas, Siegellack oder Schwefel der Länge nach durch einen oder mehrere isolirte oder nicht isolirte Ringe geschoben, so wird derselbe durch die dabei stattfindende Reibung elektrisch erregt, und zwar so, dafs beide Enden entgegengesetzte Polarität annehmen. Bei einem Glasstab wird das vorangeschobene Ende positiv, das hintere negativ, bei einem Stab von Schwefel oder Siegellack umgekehrt. Die Polarität an den Enden des Stabes zeigt sich selbst dann, wenn die

Reibung nur an einem sehr kleinen Theil in der Mitte desselben stattfindet.

Die zweite Note enthält fernere Versuche, welche angestellt wurden um die Ursachen der Erscheinung zu ermitteln. Ein Messingstab, 1,5^{m} lang, 0,03^{m} dick, wurde an einem Ende in einer Länge von 0,3^{m} mit einer isolirenden Harzschicht überzogen; so liefs man ihn der Länge nach durch einen Messingring gleiten, indem er entweder an dem isolirten oder am metallischen Ende festgehalten wurde, und sammelte die erzeugte Elektricität auf einem Condensator an. Im ersteren Fall zeigte der Stab und der Ring (also die innere Fläche des Harzüberzuges) negative, die äufsere Harzfläche positive Elektricität, wenn das entblöfste Ende vorangeschoben wurde, und umgekehrt, wenn das bedeckte Ende das vordere war. Wurde der Stab am metallischen Ende festgehalten, so konnte natürlich nur die Elektricität der äufseren Harzfläche beobachtet werden.

Wurden beide Enden mit Harz überzogen und der mittlere unbedeckte Theil durch den Ring geschoben, so wurde die äufsere Harzfläche des vorangehenden Endes negativ, die des nachfolgenden positiv elektrisch. Der Verfasser will die Erscheinung durch die Longitudinalschwingungen erklären, welche durch die Reibung im Stabe erzeugt und von diesem dem Isolator mitgetheilt werden. Es soll dadurch eine „elektrostatische Polarität" in der Richtung der Dicke der Harzschicht erzeugt werden, die mit den von Beccaria [1]) und Pianciani [2]) beobachteten Erscheinungen transversaler magnetischer Polarität verglichen wird. Inwieweit eine solche Anschauungsweise Eingang finden wird, dürfte dahingestellt bleiben, bis Hr. Volpicelli seine ferneren Untersuchungen über die elektrostatische Polarität veröffentlicht hat.

Jo.

1) Beccaria. Elettricismo artificiale. Torino 1772. Cap. IV. Art. IV. N. 731. p. 305.

2) Giornale Arcadico. Roma 1833. LXI. 107.

P. Riess. Oberflächenänderung der Guttapercha. Pogg. Ann. XCI. 489-491†; Dingler J. CXXXII. 130-131; Brix Z. S. 1854. p. 108-110; Polyt. C. Bl. 1854. p. 699-700; Inst. 1854. p. 224-224; Erdmann J. LXII. 243-244; Arch. d. sc. phys. XXVI. 165-166; Z. S. f. Naturw. III. 281-281.

Die Guttapercha bedeckt sich an der Luft nach längerer Zeit mit einem bläulichen Hauch, und zuletzt erscheint ihre ganze Oberfläche matt graublau. Unter dem Mikroskop erkennt man, dafs die Färbung von einer aufserordentlich dünnen Schicht herrührt, die bei 105facher Vergröfserung aus sehr feinen weifsen Pünktchen zusammengesetzt erscheint. Bei der dunkelbraunen Gutta tritt die Färbung früher auf als bei der hellbraunen.

Eine höhere Temperatur, welcher die Gutta einmal ausgesetzt war, begünstigt die Aenderung der Oberfläche. Der blaue Ueberzug verschwindet durch starkes Reiben mit einem Tuche oder durch momentanes Eintauchen in Schwefeläther oder Terpenthinöl, nicht durch Alkohol.

Durch die Oberflächenänderung bleibt das Isolationsvermögen der Gutta unverändert, aber sie ist dadurch hoch in der Erregungsreihe hinaufgerückt. Während sie früher stark negativ war, und nur gegen Schiefsbaumwolle, Collodium und elektrisches Papier sich positiv verhielt, wird sie jetzt, fast mit allen Körpern gerieben, stark positiv elektrisch, nur mit Glimmer, Diamant und Pelzwerk negativ.

Die Veränderung der Gutta hat ihren Grund ohne Zweifel in der Ausscheidung eines Bestandtheiles ihrer Masse. Hr. H. Rose erhielt durch längeres Kochen von Guttapercha mit absolutem Alkohol beim Erkalten des letzteren ein grauweifses leichtes Pulver, das durch Erwärmen bis über 100° zu einer dunkeln öligen Flüssigkeit schmolz, die zu einer schwärzlichen Masse erstarrte. Diese wurde, nach vollständiger Erkaltung mit Flanell gerieben, entschieden positiv elektrisch.

Die Untersuchung der von Payen aus der Guttapercha dargestellten Harze in Bezug auf ihre elektrische Erregbarkeit dürfte von grofsem Interesse sein. *Jo.*

Confection d'électrophores. Bull. d. l. Soc. d'enc. 1854. p. 584-584; Sitzungsber. d. niederöstr. Gew. Ver.; Polyt. C. Bl. 1855. p. 121-121†.

Die neue Masse zu Elektrophoren besteht aus 200 Theilen Colophonium, 25 Theilen venetianischem Terpenthin und 3 Theilen Talg, oder aus 500 Theilen Schelllack, 250 Theilen Colophonium, 62 Theilen venetianischem Terpenthin und 15 Theilen Talg. Die letztere Mischung kommt theurer zu stehen, giebt aber auch ein besseres Resultat. *Jo.*

J. M. GAUGAIN. Note sur l'électricité qui accompagne l'évaporation de l'eau salée et sur l'origine de l'électricité atmosphérique. C. R. XXXVIII. 1012-1015†; Inst. 1854. p. 194-195; Cosmos IV. 758-760; Arch. d. sc. phys. XXVI. 245-249; Z. S. f. Naturw. IV. 50-51.

— — Sur le développement d'électricité qui accompagne l'évaporation des dissolutions aqueuses. Deuxième note. C. R. XXXIX. 231-235†; Inst. 1854. p. 242-243; Cosmos V. 94-98; Z. S. f. Naturw. IV. 124-125.

REICH. De l'électricité qui se produit dans l'évaporation de l'eau salée. C. R. XXXIX. 283-283†; Inst. 1854. p. 280-280.

POUILLET hat nachgewiesen, dafs, wenn man in einem Platintiegel eine Salzlösung verdampfen läfst, der Tiegel negativ elektrisch wird. Die Temperatur des Schmelztiegels soll nach POUILLET nur auf die Intensität der Elektricitätserregung Einflufs haben, während dieselbe nach PELTIER überhaupt nur bei der heftigen Verdampfung am Ende des LEIDENFROST'schen Phänomens stattfindet. Dies wird durch die Versuche von Hrn. GAUGAIN bestätigt. Die Ursache der Elektricitätsentwickelung sucht PELTIER in der stattfindenden chemischen Trennung des Wassers von dem darin gelösten Salze. Hr. GAUGAIN dagegen sucht die auch von RIESS [1]) und REICH [2]) angenommene Ansicht zu vertheidigen, dafs die Elektricität lediglich der Reibung des Wassers gegen die Wände des Platintiegels und die sich an diesem festsetzenden

[1]) Reibungselektricität § 947; Berl. Ber. 1846. p. 365.

[2]) Abhandl. bei Begründung d. sächs. Ges. d. Wissensch. 1846. p. 199; Berl. Ber. 1846. p. 364; RIESS, Reibungselektricität § 948*.

Salztheilchen ihren Ursprung verdanke. Läfst man in einem reinen rothglühenden Platintiegel reines Wasser verdampfen, so erhält man keine Elektricität. Aber in diesem Falle ist auch die Decrepitation sehr schwach. Versetzt man aber den verdampfenden Wassertropfen durch einen Luftstrom in schnelle rotirende Bewegung, so erhält man eine lebhafte Decrepitation und in Folge dessen auch Elektricitätsentwickelung.

Um über die Quelle der Elektricität zu entscheiden, weist Hr. Gaugain ferner auf folgenden Unterschied der beiden fraglichen Elektricitätsquellen hin. Die Elektricität chemischen Ursprungs ladet den Conductor momentan bis zu einem gewissen Maximum der Dichtigkeit, und die Menge der erzeugten Elektricität wächst ohne Gränze mit der Oberfläche des angewandten Condensators. Bei der Elektricitätserzeugung durch Reibung hingegen wächst die Elektricitätsmenge mit der Dauer der Reibung, und ist unabhängig von der Gröfse des Condensators. Hr. Gaugain fand nun 1) dafs die Divergenz des Goldblattelektroskops mit der Dauer der Decrepitation zunahm, und 2) dafs ein einfaches Elektroskop ohne Condensator bessere Anzeigen gab als ein condensirendes, dafs also die Verbreitung der gegebenen Elektricitätsmenge über die grofse Oberfläche des Condensators auf Kosten der Dichtigkeit geschah. Hrn. Gaugain's Schlufsweise scheint insofern mangelhaft, als der oben angegebene Charakter sich nur auf die eigentliche Contactelektricität bezieht, während die bei einer chemischen Zersetzung frei werdende Elektricitätsmenge allerdings der Quantität der abgeschiedenen Bestandtheile proportional sein wird.

Aus den angegebenen Thatsachen schliefst Hr. Gaugain, dafs man die Quelle der atmosphärischen Elektricität nicht in der Verdampfung des Meerwassers suchen darf.

Die zweite Abhandlung betrifft eine Versuchsreihe, die sich auf eine grofse Anzahl verschiedener wäfsriger Lösungen erstreckt und die früheren mit Kochsalzlösung erhaltenen Resultate bestätigt.

Die Elektricität entsteht ohne Zweifel durch Reibung. Es ist jedoch fraglich, zwischen welchen Körpern die wirksame Reibung stattfindet. Wäre die Reibung zwischen Wasser und Platin

allein wirksam, so müfste die Elektricität immer dasselbe Vorzeichen haben. Dieselbe ergab sich aber verschieden je nach der Natur der gelösten Substanz. In einem völlig reinen Tiegel erhält man nur schwache Resultate. Wiederholt man dagegen den Versuch mehrmals, ohne den Tiegel zu reinigen, und ist die gelöste Substanz ein fester Körper, der sich an den Wänden des Tiegels ansetzt, so nimmt die Elektricitätsentwickelung bedeutend zu. Hr. Gaugain befestigte eine durch Erhitzung zusammengebackene Kochsalzmasse an einem Platindraht, dessen anderes Ende mit dem Elektroskop verbunden war Die Kochsalzmasse wurde durch eine Weingeistlampe erhitzt, und nach Entfernung der Lampe liefs man einige Tropfen Wasser oder Kochsalzlösung auf dieselbe fallen und erhielt beträchtliche Elektricitätsentwicklung, die hier nur von der Reibung des Wassers gegen das Kochsalz herrühren konnte.

Die Art der Elektricität, welche die Lösungen verschiedener Substanzen dem Platintiegel miltheilen, ist im Allgemeinen dieselbe, welche diese Substanzen durch Reibung mit heifsem Platin selbst annehmen, also derjenigen, welche sie durch diese Reibung dem Platintiegel miltheilen, gerade entgegengesetzt. Dies wurde ermittelt, indem man eine kleine Menge der fraglichen Substanz in pulverförmigem Zustand in den glühenden Tiegel brachte und durch einen Luftstrom in Bewegung versetzte, während der Tiegel mit dem Elektroskop in Verbindung stand.

Negative Elektricität gaben z. B. schwefelsaures, borsaures, phosphorsaures Natron, Chlornatrium, Chlorbarium, schwefelsaure Magnesia, positive dagegen Kalkerde, Baryterde, Strontianerde, kohlensaures und schwefelsaures Kali. Keine oder schwache Elektricitätsentwickelung geben solche Substanzen, bei denen nur eine schwache Verknisterung stattfindet, wie Schwefelsäure, Salpetersäure, Essigsäure, borsaures Natron, Kalkerde u. s. w.; starke Elektricitätsentwickelung findet statt bei lange andauernder und heftiger Verknisterung, namentlich bei solchen Substanzen, welche sich an den Wänden des Tiegels festsetzen.

Aus alledem geht hervor, dafs die Reibung des weggeschleuderten Wassers gegen die Salztheile das vorzugsweise bestimmende Moment ist und die in der Regel entgegengesetzt wirkende

Reibung des gelösten Körpers gegen die Wand des Tiegels überwiegt.

Die Note des Hrn. Reich enthält eine Hinweisung auf die oben erwähnten Versuche von Hrn. Reich und Riess, welche denselben Gegenstand betreffen. *Jo.*

H. Buff. Ueber Elektricitätsentwickelung bei der Verdampfung. Liebig Ann. LXXXIX. 203-214†; Fechner C. Bl. 1854. p. 315-317; Z. S. f. Naturw. III. 133-135; Ann. d. chim. (3) XLI. 202-205; Arch. d. sc. phys. XXVI. 240-244; Arch. d. Pharm. (2) LXXX. 285-286.

Die früheren Versuche von Pouillet betreffen nur die heftige Verdampfung beim Zerplatzen des Tropfens am Ende des Leidenfrost'schen Versuchs. Chemisch reines Wasser, in offenen Platinschalen verdampfend, gab keine Elektricität, wohl aber bei Anwendung anderer Metalle. Pouillet schrieb dies einer chemischen Einwirkung auf die Substanz der Gefäfswände zu. Bei der allmäligen Verdampfung fanden weder Pouillet noch Reich und Riess Elektricitätsentwickelung.

Bei der Prüfung auf die Entwickelung von Elektricität aus Wasser, welches in Metallgefäfsen verdampft, deren Wände es benetzt, werden die Resultate durch die Einwirkung der Flamme gestört, welche dem Metallgefäfs negative oder positive Elektricität mittheilt, je nachdem dasselbe in oder über der Flamme steht[1]). Um die Einwirkung der Flamme zu vermeiden, wurde folgende Anordnung getroffen.

Ein Glaskolben, der die Flüssigkeit enthielt, stand auf einem Metallgewebe über der Flamme. In die Flüssigkeit tauchte, von den aufsteigenden Dämpfen durch ein enges Glasrohr isolirt, ein Metalldraht, der mit einer Condensatorplatte in Verbindung gesetzt werden konnte, während die andere Platte mit einem Platinstreif verbunden wurde, welcher dem aufsteigenden Dampfstrom ausgesetzt war. Wurde nun der Platinstreif mit dem Condensator verbunden, die andere Platte aber abgeleitet, so konnte keine

[1]) Vergl. Liebig Ann. LXXX. 12; Berl. Ber. 1850, 51. p. 674.

Elektricität gesammelt werden; der aus isolirter Flüssigkeit sich erhebende Dampf führt also keine Elektricität mit sich. War dagegen die andere Platte mit dem in die Flüssigkeit eintauchenden Metalldraht in Berührung, so bildete sich eine Ladung, deren Stärke von der Beschaffenheit der verdampfenden Flüssigkeit, von der des eintauchenden Drahtes und der gewählten Condensatorplatten abhängig war. Wegen des Details der Versuche mufs auf die Originalabhandlung verwiesen werden. Die Resultate sind in Kurzem folgende.

Wenn die aus einer verdampfenden Flüssigkeit aufsteigenden Dämpfe mit Elektricität beladen sind, so ist diese nicht durch den Verdampfungsprocefs erzeugt, sondern mufs der Flüssigkeit schon vorher aus irgend einer Quelle mitgetheilt worden sein; der Dampf, indem er sich von der Flüssigkeit ablöst, führt nur die bereits vorhandene Elektricität der Flüssigkeit dem Condensator zu. Daher kann Wasser, welches in isolirten Gefäfsen verdampft, keine Spur von Elektricität entwickeln. Jeder Metalldraht aber, den man in das Wasser senkt, bildet damit, wie bekannt, eine Art von Elektromotor. Ein Zinkdraht z. B. erregt das Wasser positiv, während er selbst negativ wird. Wird der Zinkdraht abgeleitet, so mufs sich die Oberfläche der Flüssigkeit dauernd mit $+E$ laden, welche durch die sich erhebenden Dämpfe fortwährend dem Condensator zugeführt wird. Ist der Zinkdraht aufserhalb des Gefäfses mit der vergoldeten Collectorplatte des Condensators in Berührung gesetzt, so wird das Zink selbst positiv erregt, also die Erregung des Wassers und die Ladung des Condensators stärker. Noch stärkere Resultate erhält man, wenn man den in das Wasser tauchenden Metalldraht mit dem positiven Pol einer galvanischen Kette, z. B. eines Bunsen'schen Elements oder einer trocknen Säule, in Verbindung setzt.

Um den Beweis zu liefern, dafs aus dem Wasser, wenn es mit einem Metalle in Berührung ist, fortwährend, selbst bei gewöhnlicher Temperatur, Elektricität entweicht, lege man mehrere Scheiben von unächtem Gold- und Silberpapier nach Art einer trockenen Säule über einander, und stelle auf die oberste Scheibe eine mit Wasser gefüllte Platinschale. War das Wasser vorher erwärmt worden, so zeigt sich eine deutliche Ladung sehr bald,

oft innerhalb einer Minute. Mit kaltem Wasser dauert es länger, so dafs man nicht mehr mit Sicherheit entscheiden kann, inwieweit der Verdunstungsprocefs den Abflufs der auch ohne die Gegenwart des Wassers allmälig entweichenden Elektricität begünstigt hat. *Jo.*

Böttger. Ueber das Freiwerden von Elektricität bei chemischer Zersetzung. Z. S. f. Naturw. III. 394-395†; Jahresber. d. Frankfurt. Ver. 1852-1853. p. 12.

Bei Zersetzung von Krystallen von saurem chromsaurem Ammoniak durch Erhitzen derselben in einem kleinen mit dem Teller des Bohnenberger-Bennet'schen Elektroskops in Verbindung gesetzten Platinlöffelchen wird der Teller stark positiv geladen, so lange die Zersetzung unter Abscheidung von Chromoxyd dauert. Die aufsteigenden gasförmigen Zersetzungsproducte (Wasserdämpfe und Stickgas) zeigen negative Elektricität. Ebenso verhält sich fumarsaures Silberoxyd; beim citronensauren Silberoxyd waren die Elektricitäten umgekehrt. Bringt man im Löffel salpetersaures Ammoniak in Flufs und wirft, während sich Stickoxydulgasbläschen daraus entwickeln, eine Messerspitze voll fein geschabter Zink- oder Cadmiumspähne dazu, so ladet sich der Teller stark positiv, dagegen durch die sich entwickelnden Gasblasen negativ. *Jo.*

B. Elektricität durch Influenz.

W. Thomson. On the mathematical theory of electricity in equilibrium. Phil. Mag. (4) VIII. 42-62†.

Diese Abhandlung ist mit Ausnahme weniger Zusätze von neuerem Datum schon in Thomson J. 1845 publicirt worden. Da sie jedoch interessante Gesichtspunkte über Fragen enthält, die in neuester Zeit wieder zum Gegenstand lebhafter Controverse geworden sind, so mag hier ein kurzer Auszug Platz finden.

Hr. Thomson vertheidigt die Coulomb'sche von Poisson,

Green, Gauss u. s. w. ausgebildete Theorie der elektrostatischen Erscheinungen gegen die Angriffe von Harris [1]) und Faraday [2]).

Im ersten Theil der Abhandlung wird nachgewiesen, dafs die experimentellen Resultate von Harris mit der Theorie in vollem Einklang stehen.

Weit wichtiger ist der andere Theil, eine Vergleichung der Coulomb'schen und der Faraday'schen Theorie. Während erstere eine Wirkung in die Ferne annimmt, ist es bekanntlich der Grundgedanke der Faraday'schen Ansicht, dafs die vertheilende elektrische Wirkung sich durch das zwischen beiden Körpern liegende „dielektrische" Medium von Molecül zu Molecül fortpflanzt. Herr Thomson will nun nachweisen, dafs es nothwendig zwei Grundgesichtspunkte geben müsse, von denen man in der Theorie der Elektricität ausgehen könne.

Hr. Thomson benutzt hierbei sein in einer früheren Abhandlung [3]) aufgestelltes Princip, wonach jedem Problem der Elektrostatik ein Problem in der Theorie der constanten Wärmeströmungen entspricht. Man denke sich eine Anzahl isolirter und elektrisirter Leiter A_1, A_2 ... sämmtlich umschlossen von einer leitenden nicht isolirten Schale B, so wird durch die freie Elektricität der Leiter A auf der inneren Oberfläche der Schale B eine Elektricitätsmenge gebunden, welche der algebraïschen Summe der auf den Leitern vorhandenen Elektricitäten gleich und entgegengesetzt ist.

Die nothwendige und hinreichende Gleichgewichtsbedingung ist, dafs die Resultante der elektrischen Anziehungen in jedem Punkte der Oberfläche der Leiter normal auf dieselbe gerichtet sei, oder was dasselbe sagt, dafs die Potentialfunction auf jeder der Flächen A einen constanten Werth und auf der nicht isolirten Fläche B den constanten Werth Null habe. In jedem Punkt im Innern der Leiter A und aufserhalb der Fläche B ist dann, wie die Poisson'sche Theorie ergiebt, die Resultante der elektrischen Kräfte Null.

Nun denke man sich den Zwischenraum zwischen den Flä-

[1]) Phil. Trans. 1834, 1836.

[2]) Experimental researches 11[th] series.

[3]) Siehe oben p. 418.

chen *A* und *B* anstatt mit einem Nichtleiter mit einem homogenen festen Körper ausgefüllt und anstatt der elektrischen Massen auf den Oberflächen *A* und *B* constante Wärmequellen angebracht, so dafs die constante Temperatur jeder Oberfläche gleich dem Werthe des Potentials im Falle der Vertheilung elektrischer Massen ist, so ist das Problem, den Wärmeflufs an einem beliebigen Punkte des festen Körpers der Gröfse und Richtung nach zu bestimmen, in analytischer Hinsicht identisch mit dem Problem, die Gröfse und Richtung der elektrischen Anziehung in diesem Punkte im Fall der Vertheilung elektrischer Massen zu finden. Die Theorie der Wärmebewegung ist aber von Fourier aus intermolecularen Wirkungen hergeleitet worden; somit werden sich auch die Gesetze der Vertheilung elektrischer Massen auf analoge Weise aus der Annahme einer von Molecül zu Molecül durch das dielektrische Medium sich fortpflanzenden vertheilenden Wirkung ableiten lassen.

Man projicire ein beliebiges Stück der Fläche *A* auf *B* durch ein System von krummen Linien, deren Tangente in jedem Punkt die Richtung der elektrischen Kraft angiebt (ein System von Orthogonalcurven zu den Flächen gleichen Potentials), so ist die Elektricitätsmenge, welche auf der Projection durch Vertheilung hervorgerufen wird, gleich und entgegengesetzt der Elektricitätsmenge auf dem Stück der Fläche *A*. Faraday nennt diese Linien Curven der vertheilenden Wirkung (curved lines of inductive action) oder kurz Kraftlinien. Im Fall des Problems aus der Wärmelehre würden sie die Strömungscurven des Wärmefluidums sein.

Aus Faraday's Hypothese folgt, dafs die Fortpflanzung der vertheilenden Wirkung von der Natur des dielektrischen Mediums abhängen mufs, und er schreibt den verschiedenen Körpern danach verschiedenes „specifisches Vertheilungsvermögen" (specific inductive capacity) zu. Für alle Gase ist dasselbe gleich, wie auch aus der Coulomb'schen Theorie folgt, wenn man die Gase als vollkommene Nichtleiter betrachtet, welche von elektrischer Influenz durchaus nicht afficirt werden. Die Erscheinung, dafs die Bindung der Elektricität in einer Leidener Flasche von der Natur des angewandten Isolators abhängt, wird durch die Annahme eines

geringen Leitungsvermögens der Isolatoren nur ungenügend erklärt; und es ist die Annahme wahrscheinlich, dafs die Nichtleiter unter dem Einflufs einer vertheilenden Wirkung eine Polarität annehmen, welche der des weichen Eisens unter der Einwirkung eines Magneten ähnlich ist. Man denke sich den Nichtleiter aus leitenden Molecülen bestehend, welche durch nichtleitende Zwischenräume getrennt sind. Unter dieser Annahme hat POISSON für die magnetische Wirkung bewiesen, dafs man sich den Einflufs eines zwischen A und B gestellten Nichtleiters (Magneten) C darstellen kann durch eine gewisse angebbare Vertheilung elektrischer (magnetischer) Massen, deren algebraïsche Summe gleich Null ist, auf der Oberfläche von C. Die nothwendige und hinreichende Bedingung für die Vertheilungsweise dieser Massen ist folgende. Sei R die aus der Wirkung aller vorhandenen elektrischen Massen resultirende Kraft in einem Punkte P aufserhalb C, R' diese Kraft in einem Punkte P' innerhalb C. Seien P und P' unendlich nahe an einander und somit an der Oberfläche von C, so mufs der Quotient der auf der Oberfläche normalen Componenten von R und R' für alle Punkte der Oberfläche einen constanten Werth k haben, der von der Natur des Nichtleiters C abhängt. Diese Constante k ist dasselbe, was FARADAY specifisches Vertheilungsvermögen nennt. Sie ist für alle Gase $= 1$, für feste Nichtleiter > 1.

Im Fall der Wärmeströmung mufs der Nichtleiter C durch einen Körper ersetzt werden, dessen Wärmeleitungsvermögen k mal gröfser ist als das des umgebenden Mittels. Hieraus erklärt sich auch die verdichtende (condensing) Wirkung magnetischer und die zerstreuende (repulsive) Wirkung diamagnetischer Substanzen auf FARADAY's Kraftlinien in einem magnetischen Feld. Ein besser leitender Körper wird die Wärmeströmungscurven offenbar an sich ziehen.

Wenn man daher mit der COULOMB'schen Theorie die angegebene Annahme über die Constitution der Nichtleiter verbindet, so stimmen ihre Consequenzen mit denen der FARADAY'schen Theorie und mit den Resultaten der FARADAY'schen Versuche völlig überein. *Jo.*

Riess. Note sur l'électricité dissimulée. Ann. d. chim. (3) XLII. 373-376†; Pogg. Ann. XXXVII. 642-644.

— — Mémoire sur l'électrisation par influence et la théorie du condensateur. Ann. d. chim. (3) XLII. 376-382†; Berl. Ber. 1847. p. 324.

Zwei Auszüge aus älteren Abhandlungen von Hrn. Riess. Erstere enthält die bekannten Versuche, durch welche nachgewiesen wird, dafs die gebundene Elektricität im sogenannten latenten Zustand weder die Fähigkeit verloren hat von einem Leiter zum andern überzugehen noch ihre abstofsende und anziehende Wirkung auf gleichnamige und entgegengesetzte Elektricität.

Die zweite Abhandlung betrifft die Theorie des Condensators, welche in der Regel auf die Hypothese der gebundenen Elektricität gegründet wird. Ist das Verhältnifs der freien Elektricität einer Condensatorplatte zu der durch dieselbe auf der andern Platte gebundenen $1:m$, so ergiebt sich daraus die Verstärkungszahl $\frac{1}{1-m^2}$. Hr. Riess zeigt durch Versuche, dafs in Uebereinstimmung mit der Coulomb'schen Theorie eine solche Verstärkungszahl, die nur von der Form und Entfernung der Condensatorplatten abhängt, streng genommen nicht existirt, indem sie namentlich von der Art der Ableitung der nicht isolirten Platte wesentlich abhängig ist. Endlich wird eine Methode angegeben die Verstärkungszahl eines Condensators zu bestimmen [1]).

Jo.

Palmieri. Électricité par influence. Cosmos V. 687-687†.

Ebenfalls ein Versuch, um nachzuweisen, dafs die Influenzelektricität erster Art nicht latent (dissimulée), d. h. ihrer anziehenden und abstofsenden Kraft beraubt ist. Nähert man dem zwischen zwei trocknen Säulen aufgehängten Goldblatt des Bohnenberger'schen Elektroskops einen negativen Körper von unten, so zeigt dasselbe positive, nähert man ihn von oben, so

[1]) Vergl. Riess. Reibungselektricität I. §§ 316-327*; Pogg. Ann. LXXIII. 367.

zeigt es negative Elektricität an, im ersteren Fall die Influenzelektricität erster, im letzteren Fall zweiter Art. Ebenso erhält man am Bennet'schen Elektroskop im ersten Fall die Divergenz der beiden Goldblättchen mit positiver, im letzten Fall mit negativer Elektricität. *Jo.*

Melloni. Recherches sur l'induction électrostatique. C. R. XXXIX. 177-183†; Inst. 1854. p. 269-271; Cosmos V. 105-106; Arch. d. sc. phys. XXVI. 314-323; Berl. Monatsber. 1854. p. 431-431; Tortolini Ann. 1855. p. 324-325.

Hr. Melloni sucht durch Versuche nachzuweisen, dafs die gegenwärtig angenommene Theorie der elektrischen Influenz irrig sei, dafs die Influenzelektricität erster Art in der That keine freie Spannung habe, sondern sich im latenten Zustand, ohne Anziehungs- und Abstofsungskraft, befinde. Hr. Melloni räumt selbst ein, dafs er noch nicht im Stande sei, seine theoretische Ansicht über die Influenz in präciser Weise auszusprechen; indessen sie besteht etwa darin, dafs durch die Gegenwart eines elektrischen Körpers in einem benachbarten Leiter die entgegengesetzte Elektricität angezogen, aber zugleich in den latenten Zustand versetzt wird, indem sie dabei ihre Beweglichkeit und ihre Spannung, d. h. ihre Anziehungs- und Abstofsungskraft, verliert. Die dadurch entwickelte (frei gewordene) gleichnamige Elektricität dagegen strebt sich nun auf dem Leiter nach den bekannten Gesetzen der elektrischen Vertheilung zu verbreiten.

Die Gründe, welche Hr. Melloni zur Unterstützung dieser Ansicht anführt, sind folgende.

Man denke sich einen cylindrischen Conductor *B* mit halbkugelförmigen Enden, und nähere dem vorderen Ende einen positiv elektrischen Körper *A*. Ein isolirter Leiter wird dann durch Berührung mit dem vorderen Ende negativ, durch Berührung mit dem hinteren Ende positiv elektrisch. Hängt man an dem cylindrischen Leiter eine Reihe elektrischer Pendel an Leinenfäden auf, so divergiren die Pendel an beiden Enden des Cylinders, und durch Annäherung eines positiv elektrischen Körpers nimmt die Divergenz an einem Ende zu, am andern ab. Läfst

sich der Leiter *B* unter dem Einfluſs von *A* in zwei Theile trennen, so zeigt nach Entfernung von *A*, wie bekannt, der ganze vordere Theil von *B* freie negative, der hintere Theil freie positive Elektricität. Die Entwickelung der beiden Elektricitäten durch die Influenz ist also eine unbestreitbare Thatsache; doch erweisen die Versuche nur, daſs beide Elektricitäten nach, nicht aber daſs sie während der Einwirkung von *A* im Zustand freier Spannung vorhanden sind. Die angeführten Versuche sind nicht entscheidend, weil die Apparate, welche zur Prüfung der Elektricität an beiden Enden des Cylinders dienen, selbst der vertheilenden Wirkung von *A* ausgesetzt sind und dadurch eine Störung ihres elektrischen Zustandes erleiden, welche in verschiedenen Entfernungen von *A*, also an beiden Enden des Cylinders, sehr verschieden sein wird.

Um die Frage zu entscheiden, muſs man ein Mittel finden, um die prüfenden Instrumente der Wirkung von *A* zu entziehen. Hr. Melloni findet dasselbe in einer zwischengeschobenen nicht isolirten Metallplatte, welche, wie man sich leicht durch Versuche überzeugen kann, die Influenz vollkommen aufhebt.

Man nähere nun den beiden Enden des unter dem Einfluſs des elektrischen Körpers *A* stehenden Cylinders *B* ein Elektroskop, welches man durch eine zwischengehaltene Metallplatte sorgfältig vor der directen Einwirkung von *A* schützt, so sieht man, daſs beide Enden des Cylinders in gleicher Weise auf das Elektroskop wirken, das hintere stärker als das vordere.

Ferner: Man hänge an den Cylinder die bekannte Reihe elektrischer Pendelpaare auf, und schütze dieselben vor der directen Einwirkung von *A* durch passend angebrachte Metallplatten. Nähert man den Pendeln von oben her einen geriebenen Glasstab, der ebenfalls vor der Einwirkung von *A* geschützt ist, so sieht man, daſs die Divergenz bei allen Pendeln in gleicher Weise vermehrt oder vermindert wird, je nachdem *A* positiv oder negativ geladen ist. Noch schlagender wird der Versuch, wenn man den Glasstab in einer der Axe des Cylinders parallelen Lage nähert, wodurch die Divergenz aller Pendel zugleich vermehrt oder vermindert wird. Indem man dem Leiter *B* eine passende Form giebt, kann man den Versuch ohne besondere Metallschirme anstellen.

Man denke sich den ganzen cylindrischen Theil des Leiters *B* weggenommen und lasse nur die halbkugelförmigen Enden, oben durch einen Metallstreif verbunden, übrig. Die einander zugewendeten ebenen Flächen beider Halbkugeln sind mit leichten Pendeln versehen. Nähert man jetzt der vorderen Halbkugel den positiv elektrischen Körper *A*, so divergiren beide Pendel, und zwar das hintere stärker, aber beide mit positiver Elektricität; denn beide werden von einem geriebenen Glasstab abgestofsen. Dasselbe Resultat erhält man, wenn man die vordere Halbkugel durch eine dünne Platte ersetzt. Dies beweist die Gegenwart positiver Flektricität sehr nahe an der *A* zugewendeten Fläche.

Man hat sich also nach Hrn. Melloni den Zustand des influenzirten Körpers etwa so zu denken, dafs über den ganzen Körper freie positive Elektricität verbreitet ist, welche auf das Elektroskop wirkt und deren Dichtigkeit nach dem abgewendeten Ende des Leiters zunimmt, und aufserdem latente negative Elektricität, welche nicht auf das Elektroskop wirkt und deren Menge am gröfsten auf der dem vertheilenden Körper zugewendeten Seite des Leiters ist. So lange die Wirkung des influenzirenden Körpers fortdauert, rühren alle unter den nöthigen Vorsichtsmafsregeln gewonnenen elektroskopischen Anzeigen von positiver Elektricität her, und sind am stärksten am abgewendeten Ende des Leiters. Trennt man aber unter dem Einflufs des vertheilenden Körpers beide Hälften des Leiters und entfernt dann den ersteren, so wird die gebundene Elektricität frei; und dann zeigt allerdings die vordere Hälfte einen Ueberschufs freier negativer, die hintere einen Ueberschufs freier positiver Elektricität.

Berührt man den oberen Theil eines Elektroskops ableitend unter dem Einflufs eines von oben genäherten elektrischen Körpers, so findet man nach Aufhebung der Berührung und Entfernung des vertheilenden Körpers das Elektroskop mit der entgegengesetzten Elektricität geladen. Dies meint Hr. Melloni nur durch den Mangel an Spannung und Beweglichkeit der gebundenen Elektricität erklären zu können, während aus der Coulomb'schen Theorie gerade das Gegentheil folgen soll. *Jo.*

P. Riess. Ueber die Wirkung nicht leitender Körper bei der elektrischen Influenz. Berl. Monatsber. 1854. p. 204-207; Pogg. Ann. XCII. 337-354†; Inst. 1854. p. 404-405; Arch. d. sc. phys. XXVII. 315-318; Phil. Mag. (4) IX. 401-413.

K. W. Knochenhauer. Ueber den Einflufs der Nichtleiter auf die Stärke der elektrischen Induction. Pogg. Ann. XCIII. 407-417.

P. Riess. Bemerkung über die elektrische Influenz. Pogg. Ann. XCIII. 626-627†.

Faraday hat in der elften, zwölften und dreizehnten Reihe seiner Experimentaluntersuchungen über die Elektricität die Ansicht durchzuführen gesucht, dafs die Influenz nicht durch eine Wirkung der Elektricität in die Ferne zu Stande kommt, sondern dafs sich die Wirkung durch das dielektrische Medium von Theilchen zu Theilchen fortpflanzt. Hr. Riess hat schon früher[1]) gezeigt, dafs diese Theorie unhaltbar ist, weil sie auf der, wie sich experimentell nachweisen läfst, unrichtigen Annahme fufst, dafs die sogenannte gebundene Elektricität nach aufsen hin wirkungslos sei. Hr. Riess hat jetzt die Versuche einer neuen Prüfung unterworfen, durch welche Faraday die aus seiner Hypothese folgende Annahme unterstützte, dafs die Stärke der Influenz von der Natur des dielektrischen Mediums abhängig sei.

Faraday benutzte, um das von ihm sogenannte specifische Vertheilungsvermögen der Isolatoren zu bestimmen, zwei einander parallel gegenübergestellte isolirte Metallscheiben. Eine der Platten wurde direct elektrisirt und der elektrische Zustand der andern Scheibe untersucht. Wurde zwischen beide eine Schelllackplatte eingeschoben, so wurde die Influenz verstärkt; durch Zwischenstellung einer leitenden Platte hätte dieselbe nach Faraday's Hypothese geschwächt werden müssen.

Hr. Riess wendete zwei isolirte Metallplatten von fast 7 Zoll Durchmesser an, von denen die eine durch einen 18 Zoll langen Draht mit einem Goldblatt- oder Säulenelektroskop verbunden war. Der Versuch wurde so eingerichtet, dafs eine Divergenz nach der positiven oder nach der negativen Seite eine Vermehrung oder Verminderung der Influenz anzeigte. Wurde das

[1]) Repert. d. Phys. 1842. p. 129.

Elektroskop ableitend berührt und sodann die Ursache der Aenderung entfernt, so diente die entgegengesetzte Divergenz zur Controlle.

Eine zwischengestellte Schelllackscheibe vermehrte die Influenz bedeutend; wurde aber die Schelllackplatte seitlich gestellt, so dafs sie nur ein spindelförmiges Stück des Zwischenraums von $\frac{1}{4}''$ Breite einnahm, so zeigte sich die Influenz entschieden vermindert. Auch durch andere Isolatoren, wie Paraffin, Guttapercha, Glas, wurde die Influenz vermehrt. Doch zeigten sich Ausnahmen bei gewissen Dimensionen der Zwischenplatte.

Auch zwischengestellte isolirte Metallplatten gaben, wie sich nach der Coulomb'schen Theorie voraussehen liefs, je nach den Dimensionen, verschiedene Resultate.

Es kommen hier zu der ursprünglich influirenden Elektricitätsmenge noch zwei gleiche und entgegengesetzte Mengen auf der durch Influenz elektrischen Zwischenplatte hinzu, von deren Entfernung und Anordnung das Resultat natürlich abhängt.

Um den Influenzversuch in der einfachsten Form darzustellen, wurden die beiden Metallplatten durch Kugeln von 10''' Durchmesser ersetzt und die Zwischenstellung derselben Scheiben gab jetzt veränderte Resultate. Daraus folgt der wichtige Satz: „Der Erfolg der Wirkung nicht leitender Zwischenplatten hängt ab von Form und Dimensionen sowohl dieser Platten als der zum Versuche gebrauchten Leiter." Dadurch ist der Satz widerlegt, dafs die Zwischenplatten die Influenz direct verändern, indem in diesem Fall dieselben Platten immer die gleiche Wirkung hervorbringen müfsten.

Um nun aber die Art des Einflusses zu ermitteln, wurde wieder der Gegenversuch mit zwischengeschobenen isolirten Metallplatten von verschiedenen Dimensionen gemacht. War die zwischengeschobene Platte klein und dick, so wurde, wie mit der Probescheibe nachzuweisen war, die ganze vordere Fläche negativ, die ganze hintere Fläche positiv elektrisch, und in Uebereinstimmung damit zeigte sich die Influenz verstärkt, da die Wirkung der näheren positiven Schicht die der entfernteren negativen überwog. Bei grofsen und dünnen Zwischenplatten dagegen nahm die positive Schicht nicht nur die ganze Hinterfläche, sondern

auch eine breite Zone am Rand der vorderen Fläche ein, und zwar war die negative Elektricität in der Mitte, die positive am Rande, der Scheibe am dichtesten. Die negative Elektricität übte daher auf die neutrale Kugel eine stärkere Wirkung aus als die positive, und die Influenz der direct elektrisirten Kugel mufste vermindert erscheinen, wie auch der Versuch ergab.

Rührt sonach unzweifelhaft der Einflufs leitender Zwischenplatten auf die Influenz von einer Vertheilung elektrischer Massen auf der Oberfläche derselben her, so liegt es nahe, die Wirkung nicht leitender Platten demselben Grunde zuzuschreiben. Dafs auch die am vollkommensten isolirenden Körper durch die Influenz eines elektrischen Körpers an ihrer Oberfläche mit beiden Elektricitätsarten versehen werden, steht fest, und dafs diese Elektricitäten auf jeder der gebrauchten Zwischenplatten in der kurzen Zeit zum Vorschein kommen, in welcher die Wirkung jener Platten beobachtet wurde, lehrt folgender Versuch. Eine Schelllackplatte wurde zwischen einer Spiritusflamme und dem Conductor einer Elektrisirmaschine hindurchgeführt, so dafs sie der Flamme etwa bis auf einen Zoll, dem Conductor bis auf einen Fufs nahe kam. Die dem Conductor zugewendete Fläche war dadurch bleibend negativ elektrisch geworden, indem die Flamme die positive Elektricität der Hinterfläche weggenommen hatte.

Bei seitlicher Stellung der Zwischenplatte wird sich auf deren näherem Theil negative, auf dem entfernteren Theil positive Elektricität ansammeln, und durch die überwiegende Wirkung der ersteren wird die directe Influenz geschwächt. Wenn aber die zu Stande kommende Vertheilung der Elektricitäten auf der Oberfläche der Isolatoren wirklich, wie es Hrn. Riess Ansicht zu sein scheint, in einem unvollkommenen Leitungsvermögen und nicht vielmehr in einem polaren Zustand der Molecüle [1]) ihren Grund hat, so ist es schwer einzusehen, wie überhaupt eine Batterie ihre Ladung längere Zeit halten kann, während eine verhältnifsmäfsig so schwache Influenz eine Vertheilung in so kurzer Zeit hervorruft. Vergleicht man aber den Zustand eines influenzirten

[1]) Vergleiche hierzu den Bericht über die Abhandlung von Thomson p. 438, sowie unten Kohlrausch's Ansicht über die Rückstandsbildung p. 456.

Nichtleiters mit dem des weichen Eisens unter dem Einflufs eines Magneten, so scheint die Schwierigkeit gehoben zu sein.

Die Versuche des Hrn. Knochenhauer, welcher Faraday's Ansicht vertheidigt, beziehen sich gröfstentheils auf den offenbar complicirten Fall, wo der zwischengeschobene Nichtleiter beide Condensatorplatten berührt. Hr. Knochenhauer nahm zwei Leidener Flaschen von völlig gleichen Dimensionen, die sich nur dadurch unterschieden, dafs bei der einen die Belegungen durch Glas, bei der zweiten durch Luft getrennt waren. Der Abstand der Belegungen betrug bei beiden 2 Linien. Die Stärke der Ladungen beider Flaschen bei verschiedenen Schlagweiten am Funkenmesser wurde verglichen.

Die gröfste anwendbare Schlagweite bei der Luftflasche war 0,6 Linien, indem bei gröfserer Entfernung die Entladung nicht über den Funkenmesser, sondern direct zwischen den Belegungen stattfand.

Die Vergleichung geschah erstens durch die Stärke der Erschütterung beim Entladungsschlage — die Glasflasche gab bei 0,075 Linien Schlagweite dieselbe Erschütterung wie die Luftflasche bei 0,6 Linien Schlagweite. Zweitens diente zur Vergleichung die Anzahl von Entladungen während einer gleichen Anzahl von Umdrehungen der Scheibe der Elektrisirmaschine. Die Anzahl der Entladungen war bei der Luftflasche weit gröfser, und da die Gesammtmenge der Elektricität dieselbe war, das Maximum der Ladung bei gegebener Schlagweite, mithin auch die Bindung der Elektricitäten, geringer als bei der Glasflasche. Bei letzterer gab eine Schlagweite von 0,075 Linien etwa dieselbe Funkenanzahl wie bei ersterer eine Schlagweite von 0,6 Linien.

Vermittelst eines besonderen Condensatorapparats, wegen dessen Beschreibung auf das Original verwiesen werden mufs, will Hr. Knochenhauer ferner nachweisen, warum die bisherigen Wiederholungen des Faraday'schen Versuchs zu einer Bestätigung und Anerkennung desselben nicht führen konnten.

Er zeigt nämlich, dafs eine Glasscheibe, die nicht den ganzen Zwischenraum zwischen den horizontal und parallel gestellten Condensatorplatten ausfüllt, im Verhältnifs wenig leistet, mehr noch wenn sie die obere, weniger wenn sie die untere Conden-

satorscheibe berührt, am wenigsten wenn sie mit keiner von beiden Scheiben in Berührung kommt.

Da nun die bisherigen Wiederholungen des FARADAY'schen Versuchs stets so angestellt wurden, dafs man in den Zwischenraum eines bereits geladenen Condensators eine nicht leitende Platte einführte, und da überdies auch auf einer nicht leitenden Platte, während sie vor einem elektrisirten Körper hin bewegt wird, leicht eine Trennung der Elektricitäten stattfindet, so kann es nicht auffallen, wenn gerade dieser letzte Umstand sich bei den Wiederholungen vorherrschend geltend machte, und hierdurch ein Verkennen des FARADAY'schen Versuchs (Exp. Res. 1252-1294; POGG. Ann. XLVI. 554) als nothwendige Folge hervortrat.

Auf die letzteren Bemerkungen des Hrn. KNOCHENHAUER erwiedert Hr. RIESS in der zweiten Note, dafs er das Factum des FARADAY'schen Versuches durchaus nicht in Frage gestellt, sondern im Gegentheil bestätigt habe und dafs seine Versuche nur gegen die von FARADAY gegebene Erklärung der Thatsache gerichtet seien. *Jo.*

P. RIESS. Bemerkung über eine Schrift elektrischen Inhalts. POGG. Ann. XCII. 189-192†.

Eine Zurückweisung verschiedener Angriffe von KNOCHENHAUER in dessen „Beiträgen zur Elektricitätslehre", welche namentlich gegen die Abhandlungen von Hrn. RIESS über die Theorie des Condensators und über die Unterbrechung des Schliefsungsbogens der elektrischen Batterie durch einen Condensator[1]) gerichtet sind. *Jo.*

[1]) Berl. Ber. 1847. p. 324, 1853. p. 440.

R. Kohlrausch. Theorie des elektrischen Rückstandes in der Leidener Flasche. Pogg. Ann. XCI. 56-82†, 179-214†; Phil. Mag. (4) VII. 305-320, 412-426, 476-489; Cosmos IV. 572-572, 779-782.

Am Knopfe einer geladenen Leidener Flasche bemerkt man eine beständige Abnahme der Spannung, welche kurz nach der Ladung viel beträchtlicher ist als nach Verlauf von einiger Zeit. Aus einem bloſsen Elektricitätsverlust an die Luft und unter der Annahme, daſs dieser der Spannung proportional sei, läſst sich die Erscheinung nicht erklären, indem bei derselben Flasche die Abnahme einmal bei gröſserer Spannung langsamer sein kann als ein anderes Mal bei geringerer Spannung, je nachdem seit der Ladung eine längere oder kürzere Zeit verflossen war. Auch ist die Curve, welche die Spannung als Function der Zeit darstellt, viel stärker gekrümmt als diejenige, welche den Elektricitätsverlust an die Luft nach obiger Annahme darstellt, indem letztere sich, auf kurze Strecken betrachtet, nur wenig von einer geraden Linie unterscheidet.

Die Gestalt der ersten Curve sollte zuerst auf experimentellem Wege genau ermittelt werden.

Als Ladungsapparate dienten 1) eine gewöhnliche Leidener Flasche, 2) eine Flasche, deren innere und äuſsere Belegung durch Quecksilber gebildet wurde, 3) eine dicke Spiegelplatte, auf einer Seite mit Spiegelfolie, auf der andern mit Stanniol belegt.

Da die Vorgänge in den ersten Augenblicken nach der Ladung am wichtigsten waren, so muſste die Ladung plötzlich geschehen und die Beobachtung der Spannung am Sinuselektrometer [1]) sogleich beginnen. Die erste Bedingung wurde erfüllt, indem die Flasche plötzlich mit einer vorher geladenen Batterie von weit gröſserer Belegung in Verbindung gesetzt wurde.

Letzteres würde dadurch möglich, daſs man die der Flasche mitgetheilte Ladung und die zu erwartende Ablenkung des Sinuselektrometers vorher mit ziemlicher Annäherung kannte. Die bewegliche Nadel des Elektrometers wurde, um starke Oscillationen im Augenblick der Ladung zu vermeiden, schon vorher durch einen galvanischen Strom bei dieser Ablenkung erhalten

[1]) Berl. Ber. 1853. p. 438.

und letzterer im Augenblick der Ladung unterbrochen. Auf diese Weise gelang es schon 5 bis 6 Secunden nach der Ladung eine sichere Einstellung des Elektrometers zu erreichen.

Die so erhaltenen Curven, welche die Zeit zur Abscisse, die Spannung zur Ordinate haben, zeigen im Ganzen Aehnlichkeit mit Parabeln, die von der Ordinatenaxe im Scheitel berührt werden; doch genügen sie einem constanten Parameter nur auf kurze Strecken.

Auf die Ursache der schnellen Abnahme der Spannung kurz nach der Ladung führt folgende Thatsache. Wird die Flasche durch Verbindung beider Belegungen mit der Erde vollkommen entladen, so zeigt sie nach kurzer Zeit wieder eine Ladung von derselben Elektricitätsart, deren Stärke von der der ersten Ladung und von den Dimensionen der Flasche abhängt. Ein Theil der zuerst mitgetheilten Elektricitätsmenge ist also irgendwo in Verhältnisse gerathen, wo er gar nicht mehr, oder doch nur schwächer, auf die Spannung am Knopf wirken konnte und zugleich verhindert war an der Entladung Theil zu nehmen. Man mufs sich also die gesammte Elektricitätsmenge Q in zwei Theile getheilt denken, von denen der eine L entladen werden kann und deswegen die disponible Ladung genannt werden soll, der andere r an der Entladung Theil zu nehmen verhindert ist und erst nach Entfernung oder Schwächung der disponiblen Ladung als Rückstand wieder zum Vorschein kommt. Wir wollen diese Elektricitätsmenge verborgenen Rückstand nennen, während sie in der geladenen Flasche gleichsam verschwunden ist, wieder aufgetretenen Rückstand den Theil dieser Menge, welcher sich nach der Entladung wieder in disponible Ladung umgewandelt hat. Wird das Elektrometer unmittelbar nach der Entladung mit dem Knopf verbunden, so zeigt sich eine Anfangs schnelle, sodann langsamere Zunahme der Spannung. Wird der Rückstand entladen, so entwickelt sich ein zweiter Rückstand u. s. f., und erst die Summe aller einzelnen Rückstände $\varrho + \varrho' + \varrho'' + \ldots$ giebt die Gesammtmenge r der Elektricität, welche sich in einen verborgenen Rückstand umgewandelt hatte. Um zu ermitteln, ob die Summe der am Elektrometer beobachteten Spannungen ein brauchbares Maafs für diese Elektricitätsmenge

liefert, mufste zunächst die Frage beantwortet werden, ob der Rückstand im verborgenen Zustand ganz unwirksam auf die Spannung der Elektricität am Knopfe gewesen sei. Zu diesem Zweck wurden zwei Ladungen derselben Batterie, welche dieselbe elektroskopische Spannung zeigten, während einmal ein möglichst geringer, das andere Mal ein grofser verborgener Rückstand vorhanden war, mit einander verglichen, und zwar durch die ablenkende Wirkung des durch eingeschaltete Wassersäulen verzögerten Entladungsstroms auf die Magnetnadel eines Multiplicators. Das Resultat war völlig gleich, nämlich die Ablenkung war in allen Fällen genau dieselbe, während der nach der Entladung auftretende Rückstand, nach einer willkürlichen Einheit gemessen, in einem Fall 0,14, im andern mehr als 0,754 betrug. (Die disponible Ladung war in beiden Fällen, durch die elektroskopische Spannung und nach derselben Einheit gemessen, 2,673.)

Der verborgene Rückstand war also ohne allen Einflufs auf die Spannung.

Eine Versuchsreihe, in welcher Ladungen von verschiedener Spannung durch die Wirkung des Entladungsstromes am Multiplicator verglichen wurden, ergab ferner, dafs die disponible Ladung in Wirklichkeit der Spannung der Elektricität am Knopfe der Flasche proportional ist.

Die Spannungen des Sinuselektrometers geben also ein unmittelbares Maafs für die Ladungen einer Flasche, dessen Einheit von den Dimensionen des Elektrometers und von denen der Flasche abhängig ist. Die Maafseinheiten verschiedener Flaschen lassen sich durch Vergleichung der Entladungsströme mittelst des Multiplicators auf dasselbe Maafs zurückführen.

Sollen nun die quantitativen Verhältnisse der Rückstandsbildung festgestellt werden, so mufs der Einflufs des Elektricitätsverlustes an die Luft in Rechnung gezogen werden. Ist Q_0 die ursprünglich der innern Bewegung mitgetheilte Elektricitätsmenge, L_t die disponible Ladung, r_t der verborgene Rückstand zur Zeit t, v_t die an die Luft verlorene Elektricitätsmenge, so ist

$$Q_0 = L_t + r_t + v_t,$$

und die zur Zeit t überhaupt noch vorhandene Elektricitätsmenge ist

$$Q_t = L_t + r_t = Q_0 - v_t.$$

Die Beobachtung giebt direct Q_0 und L_t. Wäre es möglich r_t zu bestimmen, so würde man auch r_t wenigstens für alle beobachteten t erhalten, und man könnte hoffen, ein Gesetz für die Form der Rückstandscurven aufzufinden. Der Elektricitätsverlust läfst sich leider nur annäherungsweise bestimmen. Sei nämlich die ursprüngliche Elektricitätsmenge Q_0, die zur Zeit T entladene Elektricitätsmenge L_T, die Summe der nach einander auftretenden und sämmtlich gemessenen Rückstände

$$\varrho' + \varrho'' + \varrho''' + \cdots = \varrho,$$

so ist der Elektricitätsverlust während der ganzen Dauer des Versuches

$$V = Q_0 - (L_T + \varrho).$$

Nun kann freilich der Elektricitätsverlust der Spannung und der disponiblen Ladung proportional oder

$$dV = \alpha L_t dt$$

gesetzt werden; aber das Gesetz der Ab- und Zunahme von L_t ist eben noch unbekannt, und aufserdem erfolgt die Aenderung nicht continuirlich, sondern wird durch die plötzlichen Entladungen unterbrochen. Es bleibt daher nur übrig, das von der beobachteten Curve der Spannungen begränzte Flächenstück oder

$$\int_0^t L_t dt = F$$

annäherungsweise zu bestimmen. Dann ist $V = \alpha F$; V ist durch die Beobachtung gegeben, und man erhält so den Coëfficienten α. Ist dieser ermittelt, so kann man zu allen beobachteten disponiblen Ladungen L_t die bis dahin erfolgten Elektricitätsverluste v_t, also auch die verborgenen Rückstände r_t, berechnen. Diese Gröfsen sind für die oben erwähnten drei Ladungsapparate in drei Tabellen zusammengestellt und durch graphische Darstellungen veranschaulicht. Die Untersuchung der Rückstandsbildung bei verschiedenen Ladungen derselben Flasche ergiebt, dafs bei derselben Flasche der in derselben Zeit gebildete verborgene Rückstand der anfänglichen Ladung proportional ist.

Vor Aufstellung einer Hypothese über die Rückstandsbildung werden noch einige mögliche Ansichten über dieselbe zurückgewiesen.

Der Rückstand hat seinen Grund nicht am Rande der Flasche,

in einem Eindringen der Elektricität zwischen Glas und Firnifs; denn derselbe steht nachweislich in keinem Verhältnifs zur Gröfse der Peripherie der Belegung. Auch ist das Bindemittel, durch welches die Belegung auf dem Glas befestigt ist, jedenfalls von sehr untergeordnetem Einflufs, wie namentlich aus Versuchen mit einer Flasche hervorgeht, bei welcher die Belegungen einmal durch eine benetzende Flüssigkeit (gesäuertes Wasser), das andere Mal durch eine nicht benetzende (Quecksilber) gebildet wurden. In beiden Fällen zeigte sich derselbe Rückstand. Der Rückstand ist dagegen abhängig von der Glasdicke, und zwar nimmt er mit derselben zu.

Die Rückstandsbildung wird gewöhnlich dadurch erklärt, dafs ein Theil der Elektricitäten von den Belegungen aus in das Glas eindringe in Folge des Druckes der gleichartigen und des Zuges der entgegengesetzten Elektricität.

Daraus würde folgen, dafs das Potential der nach der Entladung im Glase verbliebenen Elektricität in Beziehung auf jeden Punkt der isolirten Belegung gleich Null ist; denn im Augenblick der Entladung sind beide Belegungen mit dem Boden leitend verbunden. Wäre also das Potential der im Glase befindlichen Elektricitäten auf einen Punkt der Belegungen nicht Null, so müfsten auf diesen noch irgendwelche andere elektrische Massen vorhanden sein, welche mit jenen des Glases zusammen den Gleichgewichtszustand hervorbrächten; oder mit andern Worten, die positive Elektricität des Glases in der Nähe der innern Belegung würde, da sie derselben weit näher ist als die negative Elektricität auf der andern Seite des Glases, auf ihr ein Quantum negativer Elektricität binden, und ebenso würde auf der äufsern Belegung eine positive Elektricitätsmenge gebunden werden.

Wenn dann die Elektricitäten aus dem Glase auf die Belegungen zurückkehrten, so würden sie sich mit diesen gebundenen Mengen zum Theil destruiren, während die Erfahrung lehrt, dafs der nach der Entladung gesammelte Rückstand desto näher gleich dem Verlust an disponibler Ladung ist, je weniger Elektricität an die Luft verloren gegangen war, dafs also eine solche Destruction nicht stattfindet.

Die Ansicht, zu welcher Hr. Kohlrausch durch die Resultate seiner Untersuchungen geführt wird, ist nun folgende.

Man denke sich, daſs durch die Einwirkung der auf beiden Belegungen vorhandenen Elektricitäten das Glas in einen polaren Zustand versetzt werde, oder daſs in demselben ein „elektrisches Moment" hervorgerufen werde. Man kann entweder annehmen, daſs bei allen Glasmolecülen eine Scheidung der Elektricitäten in derselben Richtung erfolgt wäre, so daſs der positiven Belegung die negativen Theilchen in jedem Molecül näher liegen. Oder man kann auch annehmen, daſs in den Theilchen die Elektricitäten von Natur schon geschieden seien und durch die Einwirkung der äuſseren Elektricität die Molecüle übereinstimmend gerichtet würden. In jedem Falle tritt ein polarer Zustand unter dem Einfluſs einer gegebenen Ladung allmälig auf und nähert sich asymptotisch einer Gränze, welche der Stärke der Ladung proportional ist. In Folge des polaren Zustandes übt nun das Glas nach der Entladung eine elektromotorische Kraft aus. Da nämlich der positiven Belegung die negativen Elektricitätstheilchen des Glases näher stehen, so wird auf derselben ein Theil der Ladung zurückgehalten und ebenso auf der negativen Belegung ein entsprechendes Quantum negativer Elektricität. So lange der polare Zustand des Glases dauert, ist die Flasche gleichsam geladen, ohne entladen werden zu können.

Nach der Entladung verschwindet nun aber der polare Zustand des Glases eben so allmälig, wie er entstanden ist, und es verwandelt sich dadurch der zurückgehaltene Rückstand wieder in disponible Ladung bis auf ein Quantum, welches wieder diesem Rückstand proportional ist.

Das allmälige Auftreten und Verschwinden der Polarität des Glases nöthigt uns bei der ersten der oben erwähnten Annahmen, den einzelnen Glastheilchen eine Kraft zuzuschreiben, welche die mit der Scheidung der Elektricitäten verknüpfte Bewegung nur allmälig zu Stande kommen läſst, während bei der zweiten Annahme der Drehung der Atome Molecularkräfte entgegenwirken würden.

Hr. Kohlrausch findet die letztere Annahme ungezwungener und vergleicht die Erscheinung mit der sogenannten elastischen

Nachwirkung, welche W. Weber am Coconfaden, Hr. Kohlrausch am Glase nachgewiesen hat.

Die Annahme eines solchen „elektrischen Moments" des Glases erklärt nun auch, weshalb die dickere Tafel einen gröfseren Rückstand liefert.

Die Wirkung der beiden elektrischen Belegungen auf einen Punkt im Innern des Glases nimmt nämlich, wie eine einfache Rechnung zeigt, mit wachsendem Abstand der Belegungen nur sehr wenig ab, sofern nur der Abstand der Belegungen überhaupt gering bleibt gegen die Dimensionen derselben. Mit wachsender Glasdicke mufs also das elektrische Moment wachsen, weil jetzt auf mehr Glastheilchen gewirkt wird.

Schliefslich wird, allerdings mit Rücksichtnahme auf die gewonnenen theoretischen Anschauungen, eine mehr empirische als rationelle Formel entwickelt, welche das Gesetz der Rückstandsbildung darstellt und sich den Beobachtungen mit mäfsiger Genauigkeit anschliefst.

Der Rückstand wird sich nämlich einem Gränzwerth R nähern, der der ursprünglichen Elektricitätsmenge Q_0 proportional oder $= p . Q_0$ sein würde, wenn kein Verlust an die Luft stattfände. Ist die zur Zeit t noch vorhandene Elektricitätsmenge Q_t, der bis dahin gebildete Rückstand r_t, so ist der Abstand vom Gleichgewichtszustande

$$p . Q_t - r_t .$$

Hr. Kohlrausch setzt nun die Geschwindigkeit der Aenderung dieses Abstandes proportional einer Potenz desselben oder

$$\frac{d(p.Q_t - r_t)}{dt} = -b(p.Q_t - r_t)^n .$$

Die Erscheinungen nöthigen zu der Annahme, dafs $n = 1$ sein mufs und dafs rechts noch eine Potenz der vom Augenblick der Ladung gezählten Zeit t^m als Factor hinzuzufügen ist. So erhält man

$$\frac{d(pQ_t - r_t)}{dt} = -bt^m (pQ_t - r_t),$$

$$r_t = p\left(Q_t - Q_0 . e^{-\frac{b}{m+1} t^{m+1}}\right).$$

Die Constante $m+1$ ist für alle Ladungsapparate dieselbe, näm-

lich = 0,4255. Die übrigen Constanten wechseln mit den Dimensionen der Flasche.

Handelt es sich bei praktischen Anwendungen nur um eine Zeit von wenigen Minuten, und erleidet die Flasche überhaupt nur wenig Verluste an die Luft, so wird es vollkommen ausreichen, zur Berechnung der zur Zeit t noch vorhandenen disponiblen Ladung L_t die Gleichung

$$L_t = Q_0 - r_t$$
$$= Q_0 \left\{1 - p\left(1 - e^{-\frac{b}{m+1}t^{m+1}}\right)\right\}$$

zu benutzen. *Jo.*

H. Buff. Ueber ein Galvanoskop von großer Empfindlichkeit und über das elektrische Leitungsvermögen der Flamme. Liebig Ann. XC. 1-15†; Arch. d. sc. phys. XXVI. 336-337.

Hr. Buff hat sein Galvanometer mit langem Multiplicatordraht [1]) in ein sehr empfindliches Galvanoskop umgewandelt, indem er die Nadel desselben durch ein astatisches System ersetzte. Die Empfindlichkeit eines Galvanometers mit astatischem System ist, wie leicht ersichtlich, dem magnetischen Moment der einzelnen Nadeln direct, dem des ganzen Systems umgekehrt proportional oder, wenn man dasselbe nach dem Princip der Sinusbussole benutzt,

$$(1) \quad \sin\alpha = C \,.\, i\,\frac{m}{MT},$$

wo α den Ablenkungswinkel, i die Stromintensität, m das magnetische Moment der innern Nadel, M die kleine Differenz der Momente beider Nadeln oder das magnetische Moment des Systems, T die Horizontalcomponente des Erdmagnetismus, C eine von den Dimensionen des Multiplicators abhängige Constante bezeichnet. Ist ferner K das Trägheitsmoment des Systems, so wird die Schwingungsdauer t gegeben durch die Gleichung

$$(2) \quad t^2 = \pi^2 \frac{K}{MT} \text{ oder } MT = \frac{\pi^2 K}{t^2};$$

folglich ist

$$(3) \quad \sin\alpha = \frac{Ci}{\pi^2} \cdot \frac{mt^2}{K}.$$

[1]) Berl. Ber. 1853. p. 555.

Man hat bisher bei den astatischen Galvanometernadeln seine Aufmerksamkeit vorzugsweise auf die Verminderung des Drehungsmoments MT gerichtet und deshalb ganz dünne Stahlnadeln benutzt, wie dies auch bei engen Gewinden mit geringem Spielraum geboten ist. Bei gröfserem Abstand der Windungen kann die daraus entspringende Verminderung des Effects dadurch wieder ersetzt werden, dafs man den einzelnen Nadeln ein gröfseres magnetisches Moment giebt [1]).

Hr. Buff verglich an seinem Multiplicator die Empfindlichkeit zweier astatischen Systeme, von denen das eine aus zwei gleichen viereckigen Stäbchen, jedes $17{,}4^{mm}$ lang, $2{,}5^{mm}$ breit, 1^{mm} dick, bestand, das andere aus einem 53^{mm} langen prismatischen Stäbchen als äufserer Nadel und einem Bündel von fünf $17{,}4^{mm}$ langen Stäbchen als innerer Nadel gebildet war. Die Trägheitsmomente beider Systeme, aus Schwingungsversuchen abgeleitet, verhielten sich wie 69,38 : 262,60. Die Schwingungsdauer war 25″ und 14,5″, daraus die Drehungsmomente für das erste

$$MT = 0{,}3485 \text{ und } \sin\alpha = 2{,}869\, mCi,$$

für das zweite

$$MT = 3{,}922 \quad \text{und } \sin\alpha = 0{,}255\, mCi.$$

Beide Systeme zeigten für die gewöhnlich gebrauchten Stromquellen eine viel zu grofse Empfindlichkeit. Deshalb wurde ein Ende des Multiplicatordrahtes mittelst eines Blitzableiters mit einer im Boden vergrabenen Bleiplatte, das andere mit einer auf dem Boden des Zimmers liegenden Eisenplatte verbunden. Der so erhaltene Strom gab bei beiden Systemen die Ablenkungen von 14° und von 7,4°.

Daraus folgt das Verhältnifs der magnetischen Momente der beiden innern Nadeln = 4,88 : 29,02.

Indem man der äufseren Nadel des zweiten Systems durch vorsichtiges Annähern der ungleichartigen Pole zweier kräftiger Magnetstäbe allmälig einen Theil des Ueberschusses ihres Moments über das der innern Nadel entzog, gelang es die Schwingungsdauer successive von 14,5″ auf 20, 25, 39, 50 bis 60 Secunden zu vergröfsern, wobei die Ablenkung durch den erwähnten

[1]) Damit ist freilich auch eine Vergröfserung des Trägheitsmoments des Systems verbunden.

constanten Strom von 7,4° auf 13,8°, 19,2°, 46,5° und 87° zunahm. Hätten beide Systeme gleiche Drehungsmomente, so würden ihre Schwingungsdauern sich verhalten wie 25″:48,65″ und ihre Empfindlichkeit würde im Verhältnifs der Momente der innern Nadeln stehen, oder das zweite System würde das erste beiläufig um das Sechsfache übertreffen.

Hr. Buff glaubte sein Galvanoskop wegen seiner grofsen Empfindlichkeit zur Prüfung der Luftelektricität benutzen zu können, erhielt aber selbst bei Anwendung einer Flamme anstatt der Metallspitze nur sehr geringe Ablenkungen, während die an einem Goldblattelektroskop beobachteten Spannungserscheinungen viel beträchtlicher waren.

Daran knüpft Hr. Buff noch einige Untersuchungen über das Leitungsvermögen der Flamme.

Wurde die mit dem Multiplicatordraht leitend verbundene Flamme in der Nähe einer Elektrisirmaschine aufgestellt, so wich die Nadel aus der Ruhelage, sobald die Scheibe gedreht wurde, und zwar im positiven oder negativen Sinne, je nachdem man den positiven oder negativen Conductor isolirt hatte. Bei 2^m Abstand der Flamme vom Conductor betrug die Ablenkung nur 2°, stieg aber rasch auf 81°, als durch ein auf den Conductor gesetztes elektrisches Flugrädchen die Elektricität schneller in der Luft zerstreut wurde. Wurde in diesem Fall die Flamme in 1^m oder geringerer Entfernung vom Conductor aufgestellt und isolirt, so bog sich ihr oberer Theil vom Conductor ab. Sie mufste sich also mit positiver Elektricität beladen haben. War sie dagegen gut abgeleitet, so neigte sich ihr oberer Theil dem Conductor zu; sie war also durch Influenz negativ elektrisch. Zugleich hörte das Flackern auf, die Flamme verkürzte sich und erhielt nach oben eine schärfere Begränzung; es war also die Regelmäfsigkeit des Luftstroms vergröfsert worden.

Die Ablenkung des Galvanometers wurde fast völlig aufgehoben, wenn ein Glasrohr über die Flamme geschoben wurde. Darin liegt ein neuer sehr überzeugender Beweis, dafs die aus der freien Flamme abgeleitete Elektricität nur zum kleinsten Theile unmittelbar durch den Zutritt der elektrisirten Luft der Flamme zugeführt worden sein konnte. Die beobachteten Wirkungen

mufsten also hauptsächlich durch Vertheilung hervorgebracht sein. Die Glaswände erschwerten die Vereinigung und Ausgleichung der Fluida und verzögerten somit die Ausscheidung neuer Elektricitätsmengen. Die Ursachen der die Elektricität zerstörenden Kraft der Flamme lassen sich nach den vorliegenden Beobachtungen und Discussionen gegenwärtig in folgender Weise zusammenfassen.

Nicht nur der sichtbare glühende Kern der Flamme, sondern auch die von ihr aufsteigenden heifsen Gase sind, obschon in abnehmendem Grade, Leiter der Elektricität.

Ist daher die Flamme selbst elektrisch, oder steht sie mit einer Elektricitätsquelle in dauernder Berührung, so wird durch die von ihr austretenden Theile Elektricität in die Luft zerstreut. Da die Theilchen der Flamme mit der Leitungsfähigkeit die Eigenschaft vollkommener Beweglichkeit verbinden, so findet eine Abstofsung und Zerstreuung der Elektricitäten statt, wie gering auch ihre Spannung sei, während diese bei der Zerstreuung der Elektricität aus festen Körpern, selbst aus Spitzen, immer eine bestimmte Gröfse erreichen mufs, welche zu einer raschen Uebertragung der Elektricität an die umgebenden Lufttheile nothwendig ist.

Obschon die Flamme gleich einer Spitze von äufserster Feinheit wirkt, so besitzt sie doch diese Fähigkeit ganz unabhängig von ihrer Form und würde dieselbe selbst dann äufsern, wenn sie an allen Punkten ihres Umfangs eine gleiche und zwar eine beliebig geringe elektrische Dichtigkeit haben sollte. Die aus der Flamme entweichenden Gase verhalten sich in dieser Hinsicht ganz so wie die aus elektrisirtem Wasser sich erhebenden Dämpfe. Es ist indessen keine Frage, dafs Spitzen und Zacken zur Beschleunigung des Effectes beitragen müssen.

Die elektrische Flamme und die von ihr austretenden elektrischen Theile wirken vertheilend auf die Umgebung und entziehen derselben die entgegengesetzte Elektricität.

Steht die Flamme in leitender Verbindung mit der Erde und befindet sich in der Nähe eine Elektricitätsquelle, so erhält die Flamme durch Influenz die entgegengesetzte Elektricität, welche in die Luft zerstreut und neutralisirt wird, indem sie immer neu,

vom Boden zuströmt, während die gleichnamige umgekehrt aus der Flamme nach dem Boden abfliefst. Glimmende Körper (glimmender Schwamm, Rauchkerzchen, glühende Kohle, verhalten sich wie die Flammen, weil sich auch von ihnen flüchtige, glühende und dadurch leitende Theile erheben.

Glühende Metalle vermögen ähnliche Wirkungen nicht in dem Grade hervorzubringen, weil die an ihnen vorbeistreifenden Lufttheilchen erfahrungsgemäfs nicht leicht diejenige Temperatur annehmen, durch welche sie in gute Leiter verwandelt werden.

Jo.

C. Apparate zur Reibungselektricität.

M. Melloni. Nouvel électroscope. C. R. XXXIX. 1113-1117†; Inst. 1854. p. 447-448; Arch. d. sc. phys. XXVII. 274-280; Phil. Mag. (4) IX. 276-279.

Das Neue am Elektroskop des Hrn. Melloni besteht in zwei kleinen metallischen Hohlcylindern, von welchen der eine, etwas weitere, unten mit einer Bodenplatte versehen, am Fufsgestell des Apparats befestigt und mit dem von unten eintretenden Zuleitungsdraht verbunden ist. Der zweite schwebt, an einem Coconfaden aufgehängt, im Innern desselben, so dafs ihre Axen zusammenfallen und sie sich nirgends berühren, sondern zwischen ihnen ein enger cylindrischer Zwischenraum bleibt. Der feste sowohl als der bewegliche Cylinder trägt zwei horizontale, diametral entgegengesetzte, nadelförmige Fortsätze. In der Ruhelage sind beide Nadeln parallel, und die bewegliche schwebt dicht über der festen. Das Ganze ist in ein Glasgehäuse eingeschlossen, in dessen Innerem die Luft durch Chlorcalcium trocken erhalten wird, und der Zuleitungsdraht tritt durch ein zweimal rechtwinklig gebogenes gefirnifstes Glasrohr ein. Wird nun dem festen Cylinder durch den Zuleitungsdraht Elektricität mitgetheilt, so wird der bewegliche Theil nicht durch Mittheilung, sondern durch Vertheilung elektrisch. Auf dem innern Cylinder wird die ungleichnamige Elektricität gebunden. Sie verharrt nach der Anschauungsweise des Hrn. Melloni im unbeweglichen und unwirksamen Zustand, und bindet rückwärts einen Theil der

Elektricität auf dem äufseren Cylinder, während die Dichtigkeit der freien gleichnamigen Elektricität auf den beiden Hebeln am gröfsten ist. Es erfolgt daher eine Abstofsung beider Hebel.

Die Abnahme der elektrischen Dichtigkeit erfolgt viel langsamer als an einem gewöhnlichen Elektroskop. In dem Maafse nämlich, als das feste System nach aufsen Elektricität verliert, wird ein Theil der auf dem Cylinder gebundenen Elektricität frei und verbreitet sich über den Hebel, bis endlich alle Elektricität verschwunden ist und in gleichem Maafse die geschiedenen Elektricitäten des beweglichen Systems sich wieder vereinigt haben.

Findet man die Torsionskraft des Seidenfadens für den beabsichtigten Zweck zu schwach, so kann man die Schnelligkeit und Genauigkeit der Beobachtungen auf Kosten der Empfindlichkeit vergröfsern, indem man nach Art des Peltier'schen Elektrometers auf dem beweglichen Cylinder eine kleine Magnetnadel anbringt. *Jo.*

L. Fleury. Nouveau condensateur de l'électricité. Mém. d. l. Soc. d. Cherbourg II. 391-391†.

Der Condensator des Hrn. Fleury besteht aus zwei Glasplatten, die einerseits mit Stanniol belegt sind. Die nicht belegten Seiten werden auf einander gelegt, sodann der Condensator geladen und, wenn man die freien Elektricitäten benutzen will, die Platten aus einander genommen. *Jo.*

Hermite. Théorie et description d'une machine à courants électriques. C. R. XXXIX. 1200-1202†.

Hr. Hermite glaubt eine Maschine ersonnen zu haben, an welcher die Entwickelung von Elektricität, anstatt Arbeit zu verbrauchen, im Gegentheil eine Quantität mechanischer Arbeit erzeugt, welche von Null verschieden ist.

Hr. Hermite geht von dem bekannten Princip aus, dafs man am Elektrophor durch Verbrauch mechanischer Arbeit eine unbegränzte Quantität von Elektricität erzeugen kann. Wird der Deckel abwechselnd gehoben und gesenkt und in beiden Lagen

ableitend berührt, so ist die während der Senkung des Deckels gewonnene Arbeitsmenge kleiner als die zur Hebung verbrauchte, weil bei letzterer die zu überwindende elektrische Anziehung gröfser ist. Man denke sich nun eine elektrische Harzplatte G, und über derselben zwei metallische Scheiben D und D', von denen die obere D' abgeleitet, die untere D isolirt ist. Beide Scheiben sollen, wie wir der Einfachheit halber voraussetzen wollen, und wie auch Hr. Hermite stillschweigend voraussetzt, in ihrer ursprünglichen Lage so weit von G entfernt sein, dafs die Influenz unmerklich ist.

Nun denke man sich folgenden Kreisprocefs ausgeführt.

1) D wird auf G herabgesenkt;

2) D' wird bis zur Berührung mit D gesenkt;

3) D' wird bis zur anfänglichen Höhe gehoben;

4) D wird gehoben;

5) D' wird bis zur Berührung mit D gesenkt;

6) D' wird gehoben.

Bei Berechnung der in diesem Kreisprocefs gewonnenen Arbeits- und Elektricitätsmengen kann man von der Wirkung der Schwere absehen, indem die von dieser herrührenden Arbeitsmengen bei Hebung und Senkung sich offenbar aufheben.

Bei 1) wird die isolirte Platte D durch Influenz elektrisch, und es wird durch die elektrische Anziehung eine Arbeitsmenge α_1 gewonnen.

Bei 2) wird eine zweite Arbeitsmenge α_2 gewonnen und aufserdem ein negativer Funken (oder, wenn man will, ein negativer Strom durch den Ableitungsdraht von D').

Bei 3) ist D' unelektrisch, indem die Influenzwirkungen des negativen Harzkuchens G und der positiven Scheibe D einander aufheben; also ist die dabei erzeugte Arbeitsmenge $\alpha_3 = 0$.

Bei 4) wird durch die Anziehung von G auf D eine Arbeitsmenge α_4 verbraucht, welche jedenfalls weit gröfser als die bei der Senkung gewonnene Arbeitsmenge α_1 sein mufs, da jetzt die negative Elektricität von D entfernt ist.

Bei 5) wird eine Arbeitsmenge α_5 gewonnen, indem die positive Scheibe D auf D' negative Elektricität bindet und anzieht, und man erhält einen positiven Funken.

Bei 6) sind beide Scheiben unelektrisch oder α_6 ist $= 0$.

Die bei der Trennung der beiden Elektricitätsmengen gewonnene Arbeit wäre also

$$\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_5 - \alpha_4.$$

Hr. Hermite behauptet nun, dafs $\alpha_4 = \alpha_5$ sei, und dann würde freilich eine positive Arbeitsmenge $\alpha_1 + \alpha_2$ übrig bleiben. Eine Begründung dieser Behauptung fehlt jedoch, und es ist im Gegentheil klar, dafs $\alpha_4 > \alpha_5$ sein mufs; denn bei dem Processe 4) behalten *G* und *D* ihre entgegengesetzten Elektricitätsmengen während der ganzen Dauer der Bewegung, wohingegen bei 5) in *D'* die negative Elektricität erst in dem Maafse hervorgerufen wird, als es sich an *D* annähert, und erst im Moment der Berührung die negative Elektricitätsmenge von *D'* der positiven von *D* gleich sein würde; darum mufs auch im letzteren Fall die Anziehung geringer sein.

Eine genauere Discussion des Processes, die hier nicht am Orte ist, müfste ergeben, dafs

$$\alpha_4 > \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_5$$

ist. Die Beschreibung der Maschine selbst ist übrigens in dem Commissionsbericht der Akademie nicht enthalten. *Jo.*

---

34. Thermoëlektricität.

W. Thomson. On the dynamical theory of heat. Part VI. Thermo-electric currents. Edinb. Trans. XXI. 123-171†; Phil. Mag. (4) XI. 214-225, 281-297, 379-388, 433-446.

— — Account of researches in thermo-electricity. Phil. Mag. (4) VIII. 62-69; C. R. XXXIX. 116-119†; Cosmos V. 57-60; Inst. 1854. p. 254-255; Arch. d. sc. phys. XXVI. 347-352; Proc. of Roy. Soc. VII. 49-58†.

— — Note sur les effets de la pression et de la tension sur les propriétés thermo-électriques des métaux non cristallisés. C. R. XXXIX. 252-253†; Inst. 1854. p. 269-269; Arch. d. sc. phys. XVII. 51-52.

W. Thomson. Dynamical theory of heat. Part VI continued. A mechanical theory of thermo-electric currents in crystalline solids. Proc. of Edinb. Soc. III. 255-256†.

— — Account of experimental researches in thermo-electricity. Athen. 1854. p. 1240-1240†; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 13-14.

Wenn durch einen thermoëlektrischen Strom eine galvanische Maschine in Bewegung gesetzt wird, so wird an der wärmeren Löthstelle, deren Temperatur t_1 sein mag, eine Wärmemenge $H(t_1)$ verbraucht, an der kälteren dagegen bei der Temperatur t_2 eine geringere Wärmemenge $H(t_2)$ erzeugt. Die Differenz beider Wärmemengen $H(t_1)—H(t_2)$ ist in Arbeit umgewandelt worden, während gleichzeitig ein entsprechendes Wärmequantum $H(t_2)$ von der Temperatur t_1 zur Temperatur t_2 überging. Würde umgekehrt eine entsprechende Arbeitsmenge verwendet, um in dem Thermoëlement einen Strom von entgegengesetzter Richtung zu erregen, so würde, indem sich die Arbeit in Wärme verwandelte, zugleich eine Wärmemenge $H(t_2)$ an der kälteren Löthstelle absorbirt und zu der wärmeren übergeführt werden. Der Procefs ist also ein umkehrbarer, und es lassen sich auf denselben die beiden für umkehrbare Kreisprocesse geltenden thermodynamischen Fundamentalgesetze anwenden. Allerdings finden in Wirklichkeit neben diesem Procefs stets noch andere nicht umkehrbare Processe statt, nämlich die Erzeugung von Wärme durch Ueberwindung des Leitungswiderstandes, die mit der Stromesrichtung ihr Vorzeichen nicht ändert und dem Quadrat der Stromintensität proportional ist, und die Fortführung der Wärme durch Leitung von den wärmeren zu den kälteren Theilen des Apparats; aber, wiewohl Hr. Thomson selbst zugesteht, dafs gerade unter den Umständen, wo wir die thermoëlektrischen Erscheinungen zu beobachten pflegen, die nicht umkehrbaren Processe über die umkehrbaren bei weitem überwiegen, so wird doch die Theorie der thermoelektrischen Ströme so behandelt, als ob alle Processe umkehrbar und der Einflufs der nicht umkehrbaren zu vernachlässigen wäre.

Man kann die gesammte in einem heterogenen linearen metallischen Leiter durch einen Strom von der Intensität γ erzeugte Wärmemenge durch einen Ausdruck von der Form

$$-A\gamma + B\gamma^2$$

darstellen, wo A und B zwei von der Natur und Form der Leiter abhängige Constanten sind. Das erste Glied enthält den umkehrbaren Theil, der von den Ungleichförmigkeiten der Strombahn herrührt; das zweite Glied ist die durch Ueberwindung des Leitungswiderstandes erzeugte Wärmemenge.

Man denke sich nun, die beiden Enden (Elektroden) des linearen Leiters, die E und E' heifsen mögen, seien von gleicher Substanz und Temperatur. Zwischen denselben soll eine constante elektromotorische Kraft P thätig sein, indem sie z. B. die Mitte und den Rand einer Kupferscheibe berühren, welche zwischen den Polen eines kräftigen Magneten mit constanter Geschwindigkeit umgedreht wird. Ist γ die dadurch erzeugte Stromintensität nach absolutem Maafs, so ist $P.\gamma$ die in der Zeiteinheit verwendete Arbeit. Die zur Umdrehung der Scheibe gebrauchte Arbeit wird also dem Product der elektromotorischen Kraft und der Stromintensität, oder was dasselbe ist, dem Quadrat der Stromintensität proportional gesetzt. Bezeichnen wir das mechanische Aequivalent der Wärmeeinheit durch J, so nimmt die erste thermodynamische Grundgleichung folgende Form an:

$$(1) \qquad P\gamma = J(-A\gamma + B\gamma^2),$$

$$(2) \qquad \gamma = \frac{P + JA}{JB}.$$

γ ist also positiv, Null oder negativ, je nachdem P gröfser, gleich oder kleiner als $-JA$ ist; und die Stromstärke ist derjenigen gleich, welche die elektromotorische Kraft $P+JA$ in einem Leiter vom absoluten Widerstand JB erzeugen würde. Ist die elektromotorische Kraft $P=0$, so ergiebt sich die durch die innern elektromotorischen Kräfte der Maschine erzeugte Stromintensität $= \frac{A}{B}$.

Ist $a_t.\gamma$ die Wärmemenge, die an allen Stellen des Leiters absorbirt wird, deren Temperatur t ist, so ist die gesammte absorbirte Wärmemenge

$$A\gamma = \Sigma a_t.\gamma$$

oder

$$A = \Sigma a_t.$$

Bezeichnet F die elektromotorische Kraft, welche erfordert wird um die thermoëlektrische Kraft zu compensiren, so ist

$$(3) \qquad F = JA = J\Sigma a_t.$$

Unter Voraussetzung lauter umkehrbarer Processe liefert das CARNOT'sche Princip die Gleichung

$$(4) \qquad \Sigma \frac{a_t}{t} = 0.$$

Dieser Form der Gleichung liegt die von Hrn. THOMSON angenommene Definition der Temperatur zu Grunde:

$$t = \frac{J}{\mu},$$

wo J das Wärmeäquivalent, μ die CARNOT'sche Function bezeichnet. Diese Definition stimmt mit der vom absoluten Nullpunkt gezählten Temperatur des Luftthermometers, wie die Versuche von JOULE und Hrn. THOMSON ergeben haben, fast völlig überein.

Die der Gleichung (4) zu Grunde liegende Voraussetzung ist jedoch in Wirklichkeit niemals erfüllt; und die Gleichung ist insbesondere nur dann brauchbar, wenn der Einfluſs der Wärmeleitung gering und die Stromintensität γ so schwach ist, daſs das Glied $B\gamma^2$ gegen $A.\gamma$ vernachlässigt werden darf.

Die Summe Σa_t enthält Glieder, welche vom Uebergang der Elektricität von einem zum andern Metall herrühren, und kann auſserdem noch Glieder enthalten, welche vom Uebergang von höheren zu niederen oder von niederen zu höheren Temperaturen in demselben Metall abhängen.

Der Leiter bestehe aus n verschiedenen Metallen, und zwar aus $n+1$ Stücken, indem beide Enden E und E' aus dem gleichen Metall bestehen und die gleiche Temperatur T_0 haben. Die Temperaturen der n Berührungsstellen je zweier Metalle seien $T_1, T_2, \ldots T_n$; die Wärmemengen, welche an diesen Stellen in der Zeiteinheit durch einen von E nach E' gerichteten Strom von der Intensität i absorbirt werden, seien $\Pi_1, \Pi_2, \Pi_3 \ldots \Pi_n$. Endlich seien $\gamma\sigma_1 dt, \gamma\sigma_2 dt, \gamma\sigma_3 dt \ldots \gamma\sigma_n dt$ die Wärmemengen, welche in jedem der Metalle während der Zeiteinheit durch einen Strom von der unendlich kleinen Intensität γ absorbirt werden, wenn er von einer Stelle von der Temperatur t zu einer Stelle

von der Temperatur $t+dt$ übergeht. Ohne damit eine Hypothese zu machen, sollen die Elemente $\sigma_1, \sigma_2 \ldots$ die specifischen Wärmen der Elektricität in den verschiedenen Metallen genannt werden; denn es sind die Wärmemengen, welche von der Einheit des Stroms während der Zeiteinheit absorbirt oder entwickelt werden, wenn derselbe zwischen zwei Stellen übergeht, deren Temperaturdifferenz einen Grad beträgt. Die Gröfsen σ hängen von der Natur des metallischen Leiters ab und sind aufserdem Functionen der Temperatur. Die von den Temperaturungleichheiten innerhalb der einzelnen Metalle herrührenden Theile der Summen Σa_t und $\Sigma \frac{a_t}{t}$ werden daher beziehungsweise

$$\int_{T_0}^{T_1} \sigma_1\, dt + \int_{T_1}^{T_2} \sigma_2 dt + \ldots + \int_{T_{n-1}}^{T_n} \sigma_n dt + \int_{T_n}^{T_0} \sigma_1\, dt$$

und

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\sigma_1}{t} dt + \int_{T_1}^{T_2} \frac{\sigma_2}{t} dt + \ldots + \int_{T_{n-1}}^{T_n} \frac{\sigma_n}{t} dt + \int_{T_n}^{T_0} \sigma_1\, dt,$$

und die Gleichungen (3) und (4) gehen über in

$$(5) \qquad F = J\left\{\Sigma\Pi + \Sigma\int \sigma\, dt\right\},$$

$$(6) \qquad \Sigma\frac{\Pi}{T} + \Sigma\int\frac{\sigma}{t}\, dt = 0,$$

wo die ersten Summen sich auf sämmtliche Berührungsstellen, die Integralsummen auf sämmtliche $n+1$ Stücke des Leiters erstrecken.

Aus (2) und (3) folgt noch die Gleichung

$$(7) \qquad \gamma = \frac{P+F}{JB},$$

welche die Stromstärke giebt, wenn aufser der Summe der innern elektromotorischen Kräfte F noch eine äufsere Kraft P wirkt.

Die Gröfsen Π und σ müssen durch den Versuch bestimmt werden, wobei sich die Brauchbarkeit der Gleichung (6), welche auf hypothetischen Grundlagen ruht, bewähren mufs.

Besteht der Leiter nur aus zwei Metallen, von denen eins die Mitte, das andere die beiden Enden bildet, ist also $n=2$, so wird die Integralsumme in (5)

$$\int_{T_0}^{T_1} \sigma_1 dt + \int_{T_1}^{T_2} \sigma_2 dt + \int_{T_2}^{T_0} \sigma_1 dt = \int_{T_2}^{T_1} (\sigma_1 - \sigma_2) dt,$$

und die Integralsumme in (6) wird

$$\int_{T_2}^{T_1} \frac{(\sigma_1 - \sigma_2)}{t} dt,$$

und wir erhalten

$$(8) \qquad F = J\left\{\Pi_1 + \Pi_2 - \int_{T_1}^{T_2} (\sigma_1 - \sigma_2) dt\right\},$$

$$(9) \qquad \frac{\Pi_1}{T_1} + \frac{\Pi_2}{T_2} - \int_{T_1}^{T_2} \frac{(\sigma_1 - \sigma_2)}{t} dt = 0.$$

Denken wir uns den Temperaturunterschied der Löthstellen unendlich klein werdend, indem wir $T_1 = t$, $T_2 = t + dt$ setzen, so geht die Gleichung (9) über in die äquivalente

$$\frac{d\left(\frac{\Pi}{t}\right)}{dt} + \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{t} = 0$$

oder

$$(10) \qquad \sigma_1 - \sigma_2 = \frac{\Pi}{t} - \frac{d\Pi}{dt}.$$

Dieser Ausdruck, in (8) eingesetzt, giebt

$$(11) \qquad F = J \int_{T_2}^{T_1} \frac{\Pi}{t} dt,$$

einen merkwürdig einfachen Ausdruck für die elektromotorische Kraft des thermoëlektrischen Paars durch die beim Peltier'schen Versuch entwickelte oder absorbirte Wärmemenge Π, welche als Function der Temperatur, in dem Intervall zwischen den Temperaturen der beiden Löthstellen bekannt sein mufs.

Ist die Temperaturdifferenz beider Löthstellen unendlich klein und $= \tau$, so reducirt sich die Gleichung (11) auf

$$(12) \qquad F = J \frac{\Pi}{t} \tau.$$

Auf diese Formel beabsichtigt Hr. Thomson die experimentelle Prüfung der Zulässigkeit der Hypothese zu gründen, dafs das Carnot'sche Princip auf die Theorie der thermoëlektrischen Ströme anwendbar sei. Ihre Verification erfordert eine Messung

der elektromotorischen Kraft nach absolutem (dynamischem) Maafs und eine Maafsbestimmung des Peltier'schen Phänomens. Die bisher vorliegenden experimentellen Daten erlauben nur eine beiläufige Schätzung (an Wismuth-Kupfer- und Eisen-Kupferelementen), welche der Theorie wenigstens nicht widerspricht.

Wären die specifischen Wärmen der Elektricität σ_1 und σ_2 in beiden Metallen gleich oder Null, so gäbe die Gleichung (10)

$$(13) \qquad \frac{\Pi}{t} = \text{const.}$$

und

$$(14) \qquad F = J\frac{\Pi}{t}(T - T');$$

oder die Peltier'sche Wirkung wäre der absoluten Temperatur, und die elektromotorische Kraft der Thermokette der Temperaturdifferenz der beiden Löthstellen einfach proportional für je zwei beliebige Metalle.

Da die Erfahrung das Gegentheil lehrt, so ist die Existenz dessen, was der Verfasser die specifische Wärme der Elektricität in verschiedenen Metallen nennt, nachgewiesen.

Becquerel fand, dafs, wenn in einem aus Kupfer und Eisen bestehenden geschlossenen Leiter die eine Löthstelle bei der Temperatur der Umgebung erhalten, die andere dagegen successive erwärmt wurde, der an der warmen Löthstelle vom Kupfer zum Eisen gehende Strom Anfangs an Intensität zunahm, bei etwa 300° ein Maximum erreichte, sodann wieder abnahm und bei heller Rothglühhitze sich umkehrte[1]). Diese Umkehrung der Stromesrichtung beweist, dafs der Grund der Schwächung nicht in dem durch die Hitze verminderten Leitungsvermögen gesucht werden darf. Regnault hat ebenfalls die Schwächung, nicht aber die Umkehrung des Stromes beobachtet. Hr. Thomson findet, dafs bei 280° C. Kupfer und Eisen sich gegen einander thermoëlektrisch neutral verhalten, während bei niederen Temperaturen Kupfer gegen Eisen negativ, bei höheren Temperaturen positiv ist. Daraus folgt umgekehrt, dafs ein positiver Strom, der

[1]) Aehnliche Beobachtungen an verschiedenen Metallen sind von Cumming schon im Jahre 1823 gemacht worden; vergl. Cambr. Trans. 1823. p. 61.

in der Richtung vom Kupfer zum Eisen durch die Löthstelle geht, bei niederen Temperaturen Wärme absorbiren, bei höheren Temperaturen Wärme erzeugen wird. Beträgt die Temperatur gerade 280°, so wird an dieser Löthstelle weder Wärme erzeugt noch verbraucht.

Bei dieser Temperatur geht aber in dem geschlossenen Leiter ein thermoëlektrischer Strom an der warmen Löthstelle vom Kupfer zum Eisen, an der kalten vom Eisen zum Kupfer, welcher an letzterer Wärme erzeugt und überdies mechanische Arbeit leisten kann. Daraus folgt, dafs irgendwo anders im Kreise der Kette Absorption von Wärme stattfinden mufs; und da in homogenen Leitern ein Strom immer Wärme erzeugt, so kann die Absorption nur an den Stellen stattfinden, wo die Temperaturen der einzelnen Metalle ungleichmäfsig sind. Es mufs also Absorption stattfinden, entweder wenn der Strom im Kupfer von kälteren zu wärmeren, oder wenn er im Eisen von wärmeren zu kälteren Stellen übergeht; oder in beiden Metallen kann die Wirkung gleichzeitig stattfinden, indem entweder in beiden Wärme absorbirt wird, oder die Absorption in dem einen über die Production in dem andern überwiegt.

Wenn z. B. im Kupfer der positive Strom beim Uebergang von kälteren zu wärmeren Stellen Wärme absorbirt, so wird umgekehrt ein Strom, der von wärmeren zu kälteren Stellen geht, Wärme erzeugen. Man kann diese Wirkung als eine Fortführung von Wärme von den Stellen zunehmender Temperatur nach den Stellen abnehmender Temperatur betrachten. Wir wollen in diesem Falle sagen, die specifische Wärme der Elektricität im Kupfer ist positiv, oder die positive Elektricität führt im Kupfer Wärme mit sich. Im entgegengesetzten Fall ist die specifische Wärme der Elektricität negativ, oder die negative Elektricität führt Wärme mit sich. Im vorliegenden Fall sind nur drei Annahmen möglich: 1) die specifische Wärme der Elektricität ist in beiden Metallen positiv, aber im Kupfer gröfser als im Eisen, 2) sie ist in beiden Metallen negativ, aber im Eisen ihr absoluter Werth gröfser als im Kupfer, oder 3) sie ist im Kupfer positiv, im Eisen negativ. Die experimentelle Lösung dieser Frage hat den Verfasser mehr als zwei Jahre lang beschäftigt; und nach vielen negativen Resul-

taten ist derselbe, indem er die Empfindlichkeit seiner Apparate immer vergröfserte, endlich zu dem unerwarteten Ergebnifs gelangt, dafs die dritte Annahme die richtige ist oder dafs im Kupfer die positive, im Eisen die negative Elektricität Wärme mit sich fortführt. Die Gleichungen (10) und (11) zeigen, wie wichtig es für die Kenntnifs der specifischen Wärme der Elektricität wäre, die Gesetze der elektromotorischen Kraft und des PELTIER'schen Phänomens zu ermitteln, und der Verfasser hofft, dafs ihm dies bald gelingen werde.

Bis jetzt hat derselbe die Veränderungen, welche mit steigender Temperatur in der thermoëlektrischen Reihe stattfinden, an einer Anzahl verschiedener Leiter untersucht, indem er dabei von der erwähnten von BECQUEREL beobachteten Erscheinung ausging. Die Methode war folgende. Die Temperatur einer der Berührungsstellen wurde so hoch als möglich gebracht, während die andere kalt blieb. Sodann wurde die andere allmälig erwärmt. Während des ganzen Processes wurde ein eingeschaltetes Galvanometer beobachtet, und wenn eine Aenderung der Stromesrichtung bemerkt wurde, so wurde die Temperatur der zweiten Löthstelle erniedrigt, bis das Galvanometer auf Null stand. Nach einer Methode, die derjenigen ganz analog ist, welche JOULE und PLAYFAIR bei der Bestimmung des Dichtigkeitsmaximums des Wassers gebrauchten, wurden sodann die Temperaturen beider Löthstellen einander angenähert, so dafs das Galvanometer immer auf Null blieb. Ist die Differenz beider Temperaturen hinreichend klein geworden, so giebt ihr mathematisches Mittel den neutralen Punkt.

Die untersuchten Substanzen waren drei Platindrähte von verschiedener Qualität, (der dickste P_1, der dünnste P_2, der mittlere P_3), Messingdrähte (*M*), ein Bleidraht (*B'*), Streifen von Tafelblei (*B*), Kupferdrähte (*C*) und Eisendraht (*E*).

Die Resultate sind in folgender Tafel enthalten:

Temperatur (Cent.)	Wismuth (negativ) — Antimon (positiv)
—20	...P_3.c......P_2..........P_1..................E......
0	...P_3.b'......P_2..C......P_1..................E......
37	...P_3...m.{$B'P_2$}...C...P_1..................E......
64	...P_3'........P_2..m.b'.{CP_1}.................E......
130	...P_3.........P_2........{MP_1}....B...C.....E......
140	...P_3.........P_2..........P_1.....{MB}..C....E......
280	...P_3.........P_2..........P_1............m....{CE}....
300	...P_3.........P_2..........P_1.............m...E..C..

Die Klammern bezeichnen die neutralen Punkte für je zwei eingeklammerte Metalle, die kleinen Buchstaben zweifelhafte Beobachtungen. Namentlich ist die Schnelligkeit merkwürdig, mit welcher das Kupfer seine Stellung ändert. Das Messing scheint nicht minder schnell fortzuschreiten. Die specifische Wärme der positiven Elektricität ist im Kupfer gröfser als in Platin und Eisen, in Messing gröfser als in Platin und Blei, in Blei gröfser als in Platin. Später hat der Verfasser seine Versuche noch auf Zinn, Cadmium, Zink und Silber ausgedehnt.

Die für ein System linearer Leiter gegebene Theorie wird auf körperliche Leiter ausgedehnt.

Thermoëlektrische Ströme in linearen Leitern von krystallinischer Substanz. Aus einer krystallinischen Masse in verschiedenen Richtungen geschnittene Stäbe nehmen in der thermoëlektrischen Reihe verschiedene Stellungen ein und verhalten sich unter einander wie verschiedene Metalle. Dies wurde von Svanberg an Wismuth- und Antimonkrystallen experimentell nachgewiesen. Da es schwer ist, metallische Krystalle in beträchtlichen Dimensionen zu erhalten, so suchte Hr. Thomson die krystallinische Structur künstlich nachzuahmen. Von einem geschlossenen Kupferdraht wurde ein Theil durch eine beträchtliche Kraft gespannt, der andere in seinem natürlichen Zustand gelassen. Wurde eines der Enden des gespannten Theiles erhitzt, so zeigte sich ein Strom, der an der warmen Stelle vom gespannten zum ungespannten Theil ging und, wenn der Draht abwechselnd an beiden Seiten der erhitzten Stelle gespannt wurde, momentan seine Richtung wechselte. Eisendraht verhielt

sich ebenso; nur ging hier der positive Strom an der warmen Stelle vom schlaffen zum gespannten Theile.

Aus dem verschiedenen thermoëlektrischen Verhalten krystallinischer Substanzen in verschiedenen Richtungen kann man folgende Schlüsse ziehen.

1) Wenn ein Stab aus einer krystallinischen Substanz, dessen Längenrichtung gegen die krystallographische Hauptaxe unter einem schiefen Winkel geneigt ist, von einem elektrischen Strom durchlaufen wird, so wird dadurch, seiner ganzen Länge nach, an einer Seite Wärme entwickelt, an der andern Seite Wärme absorbirt.

2) Wenn beide Seiten eines solchen Stabes bei verschiedenen Temperaturen erhalten, und seine Enden durch einen homogenen Leiter verbunden werden, so wird dadurch in der Längenrichtung des Stabes ein elektrischer Strom erzeugt. Es würde zu weit führen, hier näher auf den Beweis dieser Sätze und auf die sich daran knüpfenden theoretischen Entwickelungen über die thermoëlektrischen Eigenschaften krystallinischer Mittel einzugehen.

Experimentell hat Hr. Thomson das Verhalten von Stäben untersucht, die aus abwechselnden Schichten von Kupfer und Eisen gebildet sind, welche entweder parallel oder schräg oder senkrecht gegen die Längenaxe des Stabes gerichtet waren.

Auch will Hr. Thomson gefunden haben, dafs ein magnetisches Eisenstück in der Richtung der magnetischen Axe andere thermoëlektrische Eigenschaften zeigt als in andern Richtungen.

Jo.

M. L. Frankenheim. Ueber die in der galvanischen Kette an der Gränze zweier Leiter entwickelte Wärme und Kälte. Pogg. Ann. XCI. 161-179†; Cosmos IV. 776-778†.

Sobald ein galvanischer Strom durch einen aus verschiedenen Leitern bestehenden Draht hindurchgeht, findet eine doppelte Erwärmung statt: eine mit dem Quadrat der Stromintensität wachsende der ganzen Kette, und eine zweite an der Gränze zweier verschiedenen Leiter. Die erstere Erwärmung, die von

der Richtung des Stromes unabhängig ist, könnte man die primäre, die letztere, die bei geänderter Richtung des Stromes die erregte Wärme aus $+a$ in $-a$ übergehen läfst, die secundäre Erwärmung nennen. Ist b die primäre Wärme, so würde die an den Gränzstellen stattfindende Wärmeentwicklung je nach der Richtung des Stromes durch

$$b+a \quad \text{und} \quad b-a$$

ausgedrückt werden. Sind α und β die bei zwei einander gleichen und entgegengesetzten Strömen beobachteten Temperaturen, so ist

$$a = \tfrac{1}{2}(\alpha-\beta) \quad \text{und} \quad b = \tfrac{1}{2}(\alpha+\beta),$$

wenn man annimmt, dafs die beobachteten Temperaturdifferenzen den die Wärme erzeugenden Kräften proportional sind, was bei Schwankungen der Temperatur innerhalb nur weniger Grade erlaubt ist.

Der Verfasser wandte zu seinen Versuchen ein dem von Peltier angegebenen ähnliches Kreuz an, dessen zwei Schenkel in der Regel mit einem Grove'schen Element verbunden waren, während die beiden andern Enden mit einem Galvanometer in Verbindung standen. Der ursprüngliche Strom wurde durch eine Tangentenbussole und einen Rheostaten geregelt. Durch einen Commutator konnte die Richtung des erregenden Stromes geändert werden.

Als erstes Resultat ergab sich aus den zahlreichen Versuchen, dafs das Verhältnifs $\frac{a}{J}$ der secundären Wärmeentwickelung zur Stromintensität innerhalb einer jeden Versuchsreihe constant blieb, dafs also die secundäre Wärme oder Kälte der Stromintensität proportional ist [1]).

Setzt man

$$A = \frac{a}{J}, \qquad B = \frac{b}{J^2},$$

so ist

$$\alpha = a+b = AJ+BJ^2,$$
$$\beta = -a+b = -AJ+BJ^2.$$

Wenn die Intensität J von 0 an allmälig wächst, so ist β Anfangs schwach negativ, die Ablenkung also der von α entgegengesetzt;

[1]) Vergl. v. Quintus Icilius. Berl. Ber. 1853. p. 449.

es tritt an der Kreuzungsstelle eine wirkliche Abkühlung ein. Diese steigt mit der Intensität und wird am gröfsten, wenn $J = \frac{A}{2B}$, wo β also ein Minimum. Bei steigender Intensität wird die Abkühlung wieder kleiner; für $J = \frac{A}{B}$ ist sie wieder 0 und wird dann Erwärmung. Bei einer jeden gröfseren Intensität wird durch Umlegung des Commutators daher wohl die Gröfse der Ablenkung am Galvanometer, aber nicht die Richtung geändert.

Das Verhältnifs $\frac{a}{J}$ blieb nur constant, wenn bei derselben Versuchsreihe dieselben Enden des Kreuzes mit der Säule, bezüglich mit dem Galvanometer, in Verbindung blieben; sobald das Kreuz gewendet wurde, zeigten sich in der Regel abweichende Werthe. Der Grund dieser Abweichung lag wahrscheinlich in der krystallinischen Structur der Metalle; die verschiedene Lage beider Metalle zu einander brachte auch verschiedene thermoëlektrische Wirkungen hervor.

Die Aenderung der Dicke der Stäbe, von so grofsem Einflufs auf die primäre Wärmeerregung, blieb ohne Einwirkung auf die Intensität der secundären Wärme.

Der secundäre Strom, der durch die Erwärmung oder Erkaltung der Löthstelle hervorgebracht ist, wirkt natürlich nicht nur auf das Galvanometer, sondern auch in gleicher Stärke auf den Hauptstrom, und zwar diesem entgegengesetzt durch die Arme des Peltier'schen Kreuzes laufend. Wenn z. B. in eine Kupferleitung ein Wismuthstab eingeschaltet ist, so wird ein hindurchgehender Strom an den beiden Verbindungsstellen secundäre Erwärmung und Abkühlung erzeugen, die an beiden Orten Ströme in gleicher Richtung, aber dem Hauptstrom entgegengesetzt, hervorbringen, und so den Hauptstrom schwächen. Vielleicht, meint der Verfasser, lasse es sich aus dieser Anschauungsweise erklären, dafs dem Anscheine nach gleichartige Körper, wie galvanisch niedergeschlagenes und gewöhnliches Kupfer, verschiedene Leitungsfähigkeit besitzen. Da schon der blofse Uebergang der Elektricität von einem Krystall in einen andern von abweichender Lage einen Gegenstrom hervorbringt, müsse der grobkörnige Kupferdraht aus galvanisch niedergeschlagenem Kupfer

weniger Verlust erleiden als der feinkörnige von gewöhnlichem Kupfer.

Hr. FRANKENHEIM giebt zum Schlufs der Abhandlung seine Anschauungsweise der thermoëlektrischen Ströme in folgenden Worten. Der Strom entsteht eigentlich nicht durch die Erwärmung oder Erkaltung der Berührungsstelle zweier heterogener Metalle, sondern die Temperaturveränderung beseitigt nur ein Hindernifs, welches sich der Wahrnehmung des schon vorhandenen Stromes entgegenstellte. *Fr.*

J. GAUGAIN. Note sur le développement d'électricité qui accompagne la combustion. C. R. XXXVIII. 731-734†; Inst. 1854. p. 133-134; Cosmos IV. 541-545†; Arch. d. sc. phys. XXVI. 67-71.

Um die bei der Verbrennung der Kohle entwickelte positive und negative Elektricität sichtbar zu machen, benutzt Hr. GAUGAIN einen Condensator, mit dessen oberer Platte er die angezündete Kohle in Verbindung setzt; 2 oder 3 Millimeter von der brennenden Oberfläche stellt er eine Platinspirale oder einen andern Leiter auf, der mit der Erde in leitender Verbindung steht. Sobald die Kohle durch einen Blasebalg zu heftigem Brennen gebracht ist, wird die untere Platte des Condensators abgeleitet; man erhält dann eine Ladung des Condensators mit negativer Elektricität.

Verbrennt die Kohle in einem mit atmosphärischer Luft oder Sauerstoff gefüllten Gefäfse, so mufs die Kohle durch einen isolirten Draht mit der oberen Condensatorplatte, die atmosphärische Luft oder der Sauerstoff mit der Erde in leitende Verbindung gesetzt werden.

Durch Umstellung der Verbindungen erhält man die positive Elektricität der atmosphärischen Luft oder des Sauerstoffs im Condensator.

Will man ähnliche Versuche mit einer Alkoholflamme anstellen, so genügt nicht eine einfache Verbindung des Inneren der Flamme mit dem Condensator, sondern es ist nothwendig auch eine Verbindung der die Flamme umgebenden Luft mit dem Erdboden herzustellen.

Hr. Gaugain schliefst aus seinen Untersuchungen, dafs ein verbrennender Körper eine ähnliche Elektricitätsquelle sei wie ein hydroëlektrisches Element (Zink und gesäuertes Wasser).

Fr.

W. R. Grove. On the electricity of the blowpipe flame. Phil. Mag. (4) VII. 47-50†; Arch. d. sc. phys. XXV. 276-278†; Mech. Mag. LX. 195-197; Cosmos IV. 438-440.

Hr. Grove hat bei seinen Versuchen über die Elektricität der Flamme eine gewöhnliche Glasbläserlampe, mit Alkohol getränkt, benutzt. Zwei Platindrähte von 6 Zoll Länge waren an je einem Ende zu Spiralen gewunden, während die andern Enden mit dem Kupferdraht eines Ruhmkorff'schen Galvanometers mit langem Draht verbunden waren. Die Spiralenden wurden in die Flamme gehalten, und zwar das eine in den gelben Theil derselben, nahe dem blauen Flammenkegel, das andere zunächst dem Anfang der Flamme an die Basis des blauen Kegels. Die Entfernung beider Spiralen betrug 1½ Zoll. Es zeigte sich bei einer solchen Aufstellung eine Ablenkung der Galvanometernadeln von 6°; und zwar vertrat die Spirale am Fufs der Flamme die Rolle des Zinks, des positiven Elementes einer galvanischen Säule, die Spirale am Gipfel der Flamme hingegen die Rolle des negativen Metalls. Der beobachtete Strom konnte kein an der Verbindungsstelle der Platin- und Kupferdrähte hervorgebrachter thermoelektrischer Strom sein; denn die Stellung der Galvanometernadeln blieb ungeändert, wenn eine der beiden genannten Verbindungsstellen anderweitig erwärmt wurde; der Draht des Galvanometers bot seiner Länge wegen den schwachen thermoëlektrischen Strömen zu grofsen Widerstand, um ihre Existenz durch eine Ablenkung der Nadeln zur Erscheinung zu bringen. Auch war der beobachtete Strom nicht für einen durch ungleiche Erwärmung der Platinspiralen erregten Thermostrom zu halten; denn bei veränderter Lage der Spiralen in der Weise, dafs die eine oder die andere die wärmere war, blieb die Richtung der Ablenkung dieselbe. An Stelle der Platindrähte wurden auch Zink-, Eisen- und Kupferdrähte gesetzt, ohne dafs die Richtung des Stromes sich

änderte. Die Gröfse des Nadelausschlags wurde allerdings dadurch modificirt. Wurde nur für den einen Platindraht der Draht von Zink, Eisen oder Kupfer substituirt, so war der wie bei den früheren Versuchen gerichtete Strom intensiver, sobald die oxydirbaren Drähte in der vollen Flamme sich befanden und Platin an der Basis der Flamme, als bei entgegengesetzter Lage der Drähte. Den Grund dieser Erscheinung sucht der Verfasser darin, dafs die oxydirbaren Drähte dicker waren als der Platindraht und daher ein Erkalten hervorbrachten, das die Entwicklung eines dem anderen Strome gleichgerichteten thermoëlektrischen Stromes begünstigte (?). Wurde die Platinspirale in der vollen Flamme durch einen hohlen Platinkegel ersetzt, in welchen fortwährend Wasser tropfte, so stieg die Ablenkung der Galvanometernadeln auf 20° bis 30°.

Hr. Grove schliefst aus seinen Untersuchungen, dafs in der Flamme ein Volta'scher Strom existire, der von der Thermoelektricität vollständig unabhängig ist; er betrachtet diesen Strom als Folge der bei der Verbrennung entwickelten Elektricität.

Fr.

Matteucci. On the electricity of flame. Phil. Mag. (4) VIII. 399-403†; Arch. d. sc. phys. XXVII. 235-240†.

Um zunächst die elektrische Leitungsfähigkeit der Flamme zu untersuchen, wandte Hr. Matteucci zwei Daniell'sche Elemente an; Platindrähte waren mit den Polen der Säule verbunden und wurden mit ihren freien Enden in einem constanten Abstand von 8^{mm} erhalten. Es zeigte sich an einem eingeschalteten Galvanometer von 24000 Windungen ein Ausschlag der astatischen Nadeln von 4° bis 5°, wenn die Platindrähte an der Basis der Flamme in dieselbe gehalten wurden; der Ausschlag stieg auf 30° bis 40°, sobald sich die Drähte in dem oberen Theil der Flamme befanden. Schon bei Annäherung der Drähte an die Flamme war ein Ausschlag der Nadeln, also die Leitungsfähigkeit der zwischen den Drahtenden liegenden Luftschicht, erkennbar, als die Drähte so weit der Flamme genähert waren, dafs sie roth glühten. Bei einer Oelflamme zeigte sich ein

stärkerer Ausschlag der Nadeln, wenn der Niederschlag von Kohle auf die Elektroden verhindert wurde; durch Zwischenstellung eines Platinbleches zwischen die Drahtenden wurde die Leitung nicht vermindert. Wurden Joddämpfe oder Quecksilberdämpfe in die Flamme geleitet, so vermehrte sich die Leitungsfähigkeit; durch Wasserdämpfe wurde sie vermindert.

Versuche über die Elektricitätserregung innerhalb der Flamme stimmten mit den oben beschriebenen Grove's ihren Resultaten nach vollkommen überein. Hr. Matteucci drückt das Gesetz dieser Erscheinung folgendermafsen aus. „In einer Alkohol- und Wasserstoffflamme ist ein elektrischer Strom vom reducirenden zum oxydirenden Theil der Flamme gerichtet; mit anderen Worten, der Strom geht von dem Drahte, welcher mit dem Wasserstoff in Berührung steht, zu dem in Sauerstoff oder atmosphärischer Luft befindlichen Draht." Nach der Abkühlung wurden beide Drahtenden in ein Gefäfs mit Wasser getaucht; das Galvanometer zeigte einen Strom an, der von dem Draht, welcher vorher in den unteren Theil der Flamme gehalten war, zu dem anderen Draht durch das Wasser überging. Hr. Matteucci zieht aus seinen Versuchen den Schlufs, dafs der Strom in der Flamme von gleicher Natur ist wie der, welchen man erhält, wenn man zwei Platindrähte in Wasser taucht, nachdem vorher der eine mit Wasserstoff, der andere mit Sauerstoff in Berührung gewesen war.

Man würde also zu der Annahme berechtigt sein, schliefst Hr. Matteucci, dafs die Wirkung zwischen Platin und Gas auch in sehr hohen Temperaturen stattfindet. *Fr.*

W. R. Grove. Observations on the same subject. Phil. Mag. (4) VIII. 403-404†; Arch. d. sc. phys. XXVII. 240-240.

Gegen die Ansicht Matteucci's giebt Hr. Grove der besprochenen Erscheinung folgende Erklärung. Es bildet sich in der Flamme eine elektrochemische Kette, in welcher jedes Kohlentheilchen oder Wasserstofftheilchen sich mit dem benachbarten Sauerstofftheilchen verbindet, so dafs eine Reihe von Verbindun-

gen und Zersetzungen entsteht, welche die Elektricität zu leiten vermag. Da nun an dem einen Ende der Flamme Ueberschufs an Sauerstoff, an dem anderen Ueberschufs an Wasserstoff oder Kohle vorhanden ist, so mufs in der Mitte der Molecularverbindungen, die nicht zur Bildung des Volta'schen Stromes beitragen, eine gewisse Menge von Theilchen auftreten, deren gegenseitige chemische Wirkung eine bestimmte Richtung hat. Diese sind es, nach Hrn. Grove's Meinung, welche einen elektrischen Strom hervorbringen, dessen Intensität, wie es in der That zwischen bestimmten Gränzen der Fall ist, mit der Länge der Flamme wächst. *Fr.*

R. Adie. On the generation of electrical currents. Edinb. J. (2) LVII. 84-87†.

Der neue Versuch des Hrn. Adie unterscheidet sich nur unwesentlich von dem im Berl. Ber. 1853. p. 452 unten beschriebenen.

Hr. Adie berichtet auch von einer in New-York zu beobachtenden Erscheinung, die sich den von Loomis mitgetheilten (Berl. Ber. 1850, 51. p. 650) anschliefst. *Kr.*

Fernere Literatur.

C. Watt. Improvements in obtaining currents of electricity. Repert. of pat. inv. (2) XXIII. 22-25.

35. Galvanismus.

A. Theorie.

Kohlrausch. Note sur la proportionnalité de la force électromotrice et de la tension électrique d'un élément voltaïque. Ann. d. chim. (3) XLI. 357-361. Siehe Berl. Ber. 1848. p. 280.

— — Mémoire sur les phénomènes électroscopiques d'une pile voltaïque dont le circuit est fermé. Ann. d. chim. (3) XLI. 362-368. Siehe Berl. Ber. 1849. p. 266.

Becquerel. Description de deux appareils dépolarisateurs destinés à donner des courants électriques constants. C. R. XXXVIII. 238-241†; Cosmos IV. 160-161†, 219-221†; Inst. 1854. p. 49-50.

Diese Abhandlung enthält zuerst eine Darstellung der Geschichte der constanten Kette, von des Verfassers Standpunkte aus aufgefafst, d. h. so dafs dieselbe in allen ihren Gestalten ursprünglich von ihm selbst erfunden worden ist. Ich habe an einem anderen Orte (Repert. d. Phys. VIII. 10) diese Selbsttäuschung genugsam beleuchtet; auch hat Moigno bei seiner ersten Mittheilung der vorliegenden Arbeit sowohl, als auch nachdem er sich durch Hrn. E. Becquerel alle dessen Vater günstige Actenstücke hatte beibringen lassen, diese Ansprüche auf ihren richtigen Standpunkt verwiesen, ohne sich durch den ihm gemachten Vorwurf des bösen Willens abschrecken zu lassen.

Darauf werden die Apparate beschrieben, welche auch im übrigen Theile der flüssigen Leitung den Strom constant zu halten bestimmt sind. Der eine derselben besteht aus einem Glasgefäfs mit an zwei Stellen unterbrochenem Messingrand. Ein Querstab von Messing, in der Mitte durch Elfenbein unterbrochen, trägt an seinen beiden Metalltheilen, welche die beiden Ringtheile leitend berühren, je eine Platinplatte, welche in die Flüssigkeit tauchen. Jeder der Ringtheile ist mit einem Pole der Säule, und durch eine Kupferfeder mit einem Unterbrecher in Verbindung. Wenn dieser und der Querstab durch einen elektrodynamischen Rotations-

apparat in Bewegung gesetzt werden, so wird jede Polplatte abwechselnd mit dem positiven und mit dem negativen Pole der Säule verbunden, und die Polarisation aufgehoben. Der andere Apparat enthält zwei Unterbrecher, und es werden in ihm die Elektroden aus einem mit Flüssigkeit gefüllten Gefäſse ausgehoben und in ein anderes übergeführt, welches mit dem ersteren durch einen angefeuchteten Baumwollendocht leitend verbunden ist.

Bz.

Becquerel. Nouvelles recherches sur les principes qui régissent le dégagement de l'électricité dans les actions chimiques. C. R. XXXVIII. 757-761†; Cosmos IV. 532-533; Phil. Mag. (4) VIII. 76-79; Inst. 1854. p. 141-142; Ann. d. chim. (3) XLII. 385-418; Arch. d. sc. phys. XXVII. 325-327; Silliman J. (2) XVIII. 383-384.

Nach der gewöhnlichen Einleitung über die von ihm entdeckten und „allgemein angenommenen" Principien der Electricitätserregung bespricht Hr. Becquerel seine neuerdings unternommenen Versuche, bei denen er sich der vorher beschriebenen Apparate bediente. Nach diesen sind nunmehr seine Principien die folgenden.

1) Bei allen chemischen Wirkungen findet Elektricitätsentwickelung statt.

2) In der Reaction der Säuren oder Säureauflösungen auf Metalle oder alkalische Lösungen nehmen die Säuren und sauren Auflösungen immer positive, die Metalle und alkalischen Lösungen entsprechende negative Elektricität an.

3) Die Elektricitätsentwickelung bei der Verbrennung folgt demselben Grundsatz, daſs nämlich der brennbare Körper die negative, der das Brennen unterhaltende die positive Elektricität annimmt.

4) Die Zersetzung bringt umgekehrte elektrische Wirkungen hervor.

5) Die Elektricitätsentwickelung findet nur dann statt, wenn die beiden gegenwärtigen Körper Leiter der Elektricität sind; so zeigt sich bei der Verbindung eines Metalles mit Sauerstoff, Jod oder trockenem Brom keine Erregung von Elektricität.

6) In den Mischungen der Säuren mit Wasser oder in deren Verbindungen mit demselben verhält sich das Wasser als Basis, während es in alkalischen Lösungen als Säure auftritt.

7) Die concentrirten Lösungen neutraler Salze verhalten sich in Bezug auf das Wasser in Betreff der hervorgebrachten elektrischen Wirkungen wie die Säuren in Bezug auf Basen.

8) Die Säuren in ihren Verbindungen und Mischungen mit anderen Säuren verhalten sich so, dafs die oxydirendsten Säuren die elektropositivsten sind. Die Säuren in ihren Verbindungen mit den Basen scheinen diese Eigenschaft beizubehalten, so dafs bei der Reaction oder der Mischung zweier neutraler Salzlösungen das Nitrat positiv ist gegen das Sulphat, das Sulphat gegen das Phosphat etc.

9) Wenn mehrere saure, neutrale oder alkalische Lösungen so an einander gebracht werden, dafs sie sich sehr langsam mischen können, so sind die hervorgebrachten Wirkungen die Resultanten aller Einzelwirkungen, welche an jeder Contactfläche stattfinden.

10) Gegen Volta's Meinung kann man mit Flüssigkeiten allein eine elektrische Kette oder vielmehr einen geschlossenen Kreis, in welchem ein elektrischer Strom läuft und in welchem Zersetzungs- und Verbindungsphänomene vorgehen, bilden, wenn in diesem Kreise Körperchen vorhanden sind, welche die Elektricität leiten. Lebende organische Körper zeigen zahlreiche Beispiele von Leitungen dieser Art, und können elektrochemische Wirkungen erzeugen, welche noch nicht untersucht worden sind.

Bz.

C. Matteucci. Remarques sur les principes qui règlent le développement de l'électricité dans les actions chimiques. C. R. XXXIX. 258-262†; Inst. 1854. p. 292-293.

Hr. Matteucci schliefst seine Betrachtungen an das Hauptprincip an, dafs die chemische Wirkung in Gegenwart eines Elektrolyten oder eines flüssigen Leiters stattfinden mufs, dessen beide Elemente durch die Verwandtschaften, welche die elektromotorische Kraft bilden, in entgegengesetzten Richtungen getrennt

werden. Er betrachtet dabei diejenigen Versuche, welche diesem Grundsatze zu widersprechen scheinen; die Elektricitätserregung bei der Verbrennung von Kohle, Wasserstoffgas oder Alkohol findet er bestätigt, und glaubt sie auf ähnliche Grundlagen zurückführen zu dürfen wie die Wirkung der Gasbatterie. Die Becquerel'sche Kali-Salpetersäurekette bietet ihm die meisten Schwierigkeiten dar; Hr. Matteucci giebt indeſs auch bei dieser nicht zu, daſs die Verbindung der beiden Flüssigkeiten unmittelbar den Grund zur Erregung des Stromes darbiete, da eine Zusammenstellung in der Reihe Kali, Schwefelsäure, Salpetersäure noch sehr wirksam, aber Kali, Salpetersäure, Schwefelsäure fast unwirksam sei. Er wagt indeſs nicht, die Frage, ob ohne die gegebenen Bedingungen eine Elektricitätserregung stattfinden könne, bestimmt zu beantworten, und schlieſst mit einigen Bemerkungen über die physische Leitungsfähigkeit der Flüssigkeiten. *Bz.*

Becquerel. Note sur la production des courants pyroélectriques. C. R. XXXVIII. 905-910†; Cosmos IV. 619-619; Inst. 1854. p. 186-188; Arch. d. sc. phys. XXVI. 173-177; Phil. Mag. (4) VIII. 323-326; Mech. Mag. LXI. 343-345; Silliman J. (2) XVIII. 384-384.

Unter pyroëlektrischen Strömen versteht Hr. Becquerel Ströme, welche hervorgebracht werden durch gleichzeitige Einwirkung der Hitze und der chemischen Verwandtschaft; oder, anders ausgedrückt, es sind gewöhnliche galvanische Ströme, bei denen die Flüssigkeit durch Schmelzung erhalten worden ist. Er giebt dieselben für constant aus, so lange sich die Temperatur nicht ändere. Diese Ströme werden erregt, indem ein Eisen- und ein Kupferstab mit einem Ende in eine Glasröhre gebracht werden, ohne sich zu berühren, während die anderen Enden durch einen Galvanometerdraht verbunden sind, und man durch ein Kohlenfeuer das Glas bis zum beginnenden Schmelzen erhitzt. Der Strom beginnt schon vor anfangender Schmelzung. Die Kraft einer solchen pyroëlektrischen Eisen-Kupferkette fand Herr Becquerel im Verhältniſs 3,9 : 1 zu der einer Bunsen'schen Kohlenzinkkette; eine pyroëlektrische Eisen-Kohlenkette stand zur

Bunsen'schen im Verhältnisse 3,76 : 1. In der Nähe des Schmelzpunktes des Kupfers war der Widerstand der pyroëlektrischen Kette dem der Bunsen'schen ungefähr gleich.

Beim Schmelzpunkte des Kupfers zersetzte ein pyroëlektrisches Plattenpaar nur dann Wasser, wenn die positive Polplatte aus einem oxydirbaren Metalle bestand. Hr. Becquerel giebt verschiedene Gestalten an, welche man den pyroëlektrischen Ketten geben kann, indem man theils das Glas, theils die Metalle durch andere Substanzen ersetzt. Quarz und Sand nahmen bei keiner Temperatur eine Leitungsfähigkeit an. *Bz.*

H. Buff. Ueber die elektrische Leitfähigkeit des erhitzten Glases. Liebig Ann. XC. 257-283†; Phil. Mag. (4) VIII. 12-19; Arch. d. sc. phys. XXVI. 324-334; Ann. d. chim. (3) XLII. 125-128; Inst. 1854. p. 368-370; N. Jahrb. d. Pharm. II. 234-235.

W. Beetz. Ueber die Leitungsfähigkeit für Elektricität, welche Isolatoren durch Temperaturerhöhung annehmen. Pogg. Ann. XCII. 452-466†; Berl. Monatsber. 1854. p. 301-305; Phil. Mag. (4) VIII. 191-201; Mech. Mag. LXI. 246-252; Ann. d. chim. (3) XLII. 247-249; Z. S. f. Naturw. IV. 226-227; Inst. 1855. p. 74-75; Arch. d. sc. phys. XXVII. 180-182†.

Durch die Eigenschaft mancher Glassorten, die Elektricitäten in den beiden Belegungen einer Leidener Flasche schlecht gegen einander zu isoliren, wurde Hr. Buff darauf geführt, die elektrische Leitungsfähigkeit des Glases von Neuem zu untersuchen. In ein Reagensglas wurde Wasser gegossen und dies durch einen Draht mit dem Conductor einer gedrehten Elektrisirmaschine verbunden. Bei gewöhnlicher Temperatur war diese Vorrichtung isolirend; bei 40° bis 50° C. wurde das Glas so leitend, daſs die Nadel eines empfindlichen Galvanometers abgelenkt wurde, wenn dessen eines Drahtende mit der äuſseren Glasfläche, das andere mit dem Erdboden verbunden war. In der Nähe des Siedepunktes wurde die erhitzende Flamme vom Glase fortgestoſsen, und man konnte Funken aus dessen Oberfläche ziehen. Der Strom einer zwölfpaarigen Bunsen'schen Säule wurde unter 100° nicht durch das Glas geleitet. Um höhere Temperaturen

benutzen zu können, wurde das Wasser durch Quecksilber ersetzt; bei 220° bis 230° wurde schon der Strom einer einzigen Bunsen'schen Kette durch das Glas geleitet. Als auch von aufsen das Glas mit Quecksilber umgeben wurde, so dafs sich eine Leidener Flasche bildete, konnte diese bei gewöhnlicher Temperatur (16°) starke Ladungen annehmen; indefs entwich auch hier schon eine kleine Elektricitätsmenge. Bei gesteigerter Temperatur nahm auch dieses Entweichen zu, und bei 200° leitete das Galvanometer fast die ganze Elektricitätsmenge ab, welche der inneren Quecksilbermasse zugeführt wurde. Hr. Buff bestimmte auch messend den Widerstand des Glases, indem er den beschriebenen Apparat gleichförmig über dem Schornstein einer Argand'schen Lampe erhitzte und in den Kreis einer Daniell'schen Kette brachte, welche auch eine Tangentenbussole enthielt. Es mufsten hierbei nur die Ausschläge der Nadel, nicht die stetigen Ablenkungen, in Betracht gezogen werden, weil der Strom sich eben so inconstant zeigte, wie wenn statt des Glases eine elektrolysirbare Flüssigkeit in den Strom geschaltet wäre. In der That zeigte sich nach Fortnahme der Säule in den beiden Quecksilberbelegen eine entgegengesetzte elektromotorische Kraft, welche, wenn die Temperatur hoch genug war, nicht etwa durch eine Ladung, wie sie im Condensator stattfindet, erklärt werden konnte, sondern in einer Veränderung der Glasflächen selbst ihren Grund hatte; man durfte sogar das Quecksilber entfernen, die Glasflächen mit Salpetersäure reinigen, und fand doch bei Hinzubringung neuer Quecksilberschichten die Polarisation wieder. Hr. Buff construirte auch Ketten, in denen das erhitzte Glas den Elektrolyten, und zwei in die beiden Quecksilbermassen getauchte Metalle die Erreger bildeten.

Zum Theil auf dieselben Ergebnisse wurde der Berichterstatter durch Versuche geführt, welche, gleichzeitig mit denen von Hrn. Buff angestellt, über eine allgemeine Frage Aufschlufs geben sollten. Da nämlich nach Davy's Erfahrungen die Leiter erster Klasse durch Erwärmung schlechter, nach Ohm's Versuchen die Leiter zweiter Klasse besser leitend werden, so war zu vermuthen, dafs alle Körper, welche bei höheren Temperaturen besser leiten, Elektrolyte sind. Alle dieser Vermuthung widersprechen-

den Angaben wurden deshalb geprüft, namentlich diejenigen, welche von Faraday selbst als Ausnahmen vom elektrolytischen Gesetze hingestellt sind. Als Merkmal der elektrolytischen Leitung diente vorzüglich die an den Polplatten zurückbleibende Polarisation, selbst wenn keine Stoffabscheidung sichtbar war. Jod zeigte sich sehr schwach leitend, und zwar elektrolytisch, ein Umstand, welcher nur eingemischten Verunreinigungen zugeschrieben werden kann. Aus dem Quecksilberjodid war es möglich, durch lange dauernde Einwirkung eines kräftigen Stromes am positiven Pole freies Jod abzuscheiden, während sich am negativen durchaus kein Quecksilber zeigte. Die Zersetzung findet also wohl nur so statt, dass sich am negativen Pole Quecksilberjodür bildet, welches sich dann im Jodid auflöst, während sich das Jod zum Theil mit dem Jodür, das ihm durch mechanische Mischung zugeführt wird, wieder verbindet, und deshalb bei kürzerer Dauer der Wahrnehmung entgeht. Fluorblei zersetzte sich entschieden elektrolytisch; am negativen Pole wurde Blei abgeschieden, und zwar ziemlich in der der Stromstärke entsprechenden Menge, am positiven ein farbloses Gas, welches die Platinelektrode mit brauner Farbe auflöste, und offenbar Fluor war. In Bezug auf Glas war es schon durch Cavendish bekannt, dafs es bei höherer Temperatur für Reibungselektricität, durch Pfaff, dafs es auch für galvanische Ströme leitend wird. Fuchs'sches Wasserglas zeigte diese Eigenschaft schon weit vor seinem Schmelzpunkte, sowohl für Reibungs- als für galvanische Elektricität; und zwar war die Leitung vom ersten Augenblicke an elektrolytisch, was sowohl durch die Polarisation, als durch die am negativen Pole eintretende alkalische Reaction bemerkbar war. Gewöhnliches Glas endlich wurde bei etwa 220° C. leitend, und zwar elektrolytisch, so dafs alle Erscheinungen als beseitigt anzusehen sind, welche man bisher als Ausnahmen von der Regel betrachtete, dafs eine Zunahme der Leitungsfähigkeit durch die Wärme auf eine elektrolytische Leitung deutet. *Bz.*

J. Regnauld. Recherches sur les forces électromotrices et sur une nouvelle méthode propre à les déterminer. C. R. XXXVIII. 38-42†; Cosmos IV. 54-56, 213-214; Arch. d. sc. phys. XXV. 278-283, XXX. 110-135; Ann. d. chim. (3) XLIV. 453-494.

Die von Hrn. Regnauld zur Messung elektromotorischer Ströme vorgeschlagene Methode besteht in Folgendem. Wenn man zwei galvanische Elemente mit den elektromotorischen Kräften e und e' und den zugehörigen Widerständen r und r' einander gegenüberstellt, so dafs sie mit den entgegengesetzten Polen mit einander verbunden sind, so geben sie die Stromstärke $i = \frac{e-e'}{r+r'}$. Wird statt der einzelnen Ketten eine Reihe von bezüglich m und n Elementen angewandt, deren Kräfte und Widerstände also bezüglich me, ne', mr, nr' sind, so ist

$$i = \frac{me - ne'}{mr + nr'};$$

wird $me = ne'$, so ist $i = 0$. Wenn man also findet, dafs m Ketten der ersten Art n der zweiten neutralisiren, so ist

$$e' = \frac{m}{n} e.$$

Als Einheit für diese Mefsmethode wurde die Kraft einer thermoëlektrischen Wismuth-Kupferkette zwischen den Temperaturgränzen 0 und 100° genommen, oder, um nicht zu viele Paare derselben in das Experiment einführen zu müssen, eine constante Zink-Cadmiumkette, in der das Cadmium in schwefelsaure Cadmiumlösung tauchte, und deren Kraft 55mal so grofs gefunden wurde als die der Thermokette. Nach der angegebenen Methode wurden eine Reihe elektromotorischer Kräfte gemessen, und wenig mit früheren Messungen von Joule, noch weniger mit denen von Wheatstone übereinstimmend gefunden. *Bz.*

J. C. Poggendorff. Bemerkung zu Regnauld's Methode, die elektromotorische Kraft galvanischer Ketten zu bestimmen. Pogg. Ann. XCI. 628-628†.

Zur vorstehenden Mittheilung bemerkt Hr. Poggendorff, dafs die von ihm vorgeschlagene Compensationsmethode (in welcher

die Stromstärke im Galvanometer lediglich durch Veränderung der Widerstände auf Null gebracht wird) den vorgesteckten Zweck weit besser erreiche. *Bz.*

J. M. Gaugain. Note sur quelques-unes des causes qui peuvent faire varier la force électromotrice. C. R. XXXVIII. 628-632†; Inst. 1854. p. 127-128; Cosmos IV. 443-446.

Ohne auf ein Erstenrecht Anspruch zu erheben, giebt Herr Gaugain an, dafs er die von Regnauld vorgeschlagene Methode der Opposition schon länger angewandt habe, und theilt einige durch dieselbe erlangte Resultate mit, nämlich:

1) Die Kraft einer thermoëlektrischen Wismuth-Kupferkette ist nicht so constant, wie man gewöhnlich glaubt, sie variirt wahrscheinlich je nach der krystallinischen Textur an der Löthstelle. Um die Ungleichheit zu messen, wurden zwei Ketten einander gegenübergestellt, und einerseits auf 0° abgekühlt, andererseits auf 100° erwärmt. Darauf wurde der überwiegenden noch ein derartiges Element entgegengesetzt, einerseits auf 0° abgekühlt, andererseits so lange erwärmt, bis das Galvanometer sich auf 0 stellte. Geschah dies etwa bei der Temperatur 10°, so war die eine Kette um $\frac{1}{100}$ der Kraft stärker als die andere.

2) Die Kraft der Wheatstone'schen Kette (Zinkamalgam, Kupfervitriol, Kupfer) ist abhängig von der Natur des porösen Diaphragmas, und zwar in sehr bedeutendem Umfange, z. B. zwischen gebranntem Thon und Birnbaumholz von 171 bis 40 variirend. Den Grund dieser auffallenden Erscheinung sucht Herr Gaugain (wohl mit Recht) in den verschiedenartigen Kupferablagerungen in den verschiedenen porösen Wänden.

3) In Daniell'schen Ketten wurde die Kraft veränderlich gefunden je nach der Flüssigkeit, welche das Zink umgab. Ein Zusatz von Kochsalz verstärkte, im Verhältnifs zu einer mit Seinewasser gefüllten Kette, die Kraft um das Vierfache der oben erwähnten Thermokette; ein Zusatz von Zinkvitriol schwächte dieselbe etwa um das Fünffache dieser Kraft. Das theoretische Interesse, welches Hr. Gaugain in diesen, übrigens ganz bekannten, Erscheinungen für die elektrochemische Theorie findet, ist

ganz illusorisch, da diese und ähnliche Thatsachen immer von den Vertheidigern beider Theorieen, wohl aber gerade am meisten von denen der Contacttheorie, benutzt worden sind. Bei einer Bewegung der in Salzwasser tauchenden Zinkplatte fand der Verfasser auffallenderweise eine Kraftverminderung um 4 bis 5 Maafseinheiten. *Bz.*

J. Bosscha. Ueber das Princip des Differentialgalvanometers und seine Anwendung zur Vergleichung der Drehungsmomente, welche Leiter von verschiedener Form und Gröfse auf die Magnetnadel ausüben, wenn sie von gleich starken Strömen durchflossen werden. Pogg. Ann. XCIII. 392-407†.

Hr. Bosscha unterwirft das Differentialgalvanometer in den bisher angewandten Gestalten einer Prüfung, um die Umstände aufzufinden, durch welche es zu einem brauchbaren Mefsinstrumente werden kann. Die nach Becquerel's Vorgang verlangte Gleichheit der Wirkungen beider Drähte ist kein nothwendiges Erfordernifs, und die Berichtigung des Instrumentes durch Zusatz eines Drahtwiderstandes kann zu Fehlern Veranlassung geben. Wenn nämlich k die elektromotorische Kraft der Säule, R deren Widerstand, r_1 und r_2 die Widerstände der beiden Zweige sind, so sind in beiden Zweigen die Stromstärken

$$i_1 = \frac{r_2 k}{Rr_1 + Rr_2 + r_1 r_2}$$

und

$$i_2 = \frac{r_1 k}{Rr_1 + Rr_2 + r_1 r_2}.$$

Sind F_1 und F_2 die durch die beiden Windungen auf die Nadel ausgeübten Drehungsmomente, so ist das Drehungsmoment der gesammten Windungen

$$M = \frac{r_2 F_1 - r_1 F_2}{Rr_1 + Rr_2 + r_1 r_2}.$$

Die Nadel bleibt also auf 0, wenn

$$r_2 F_1 = r_1 F_2.$$

Der Stand der Nadel auf 0 ist also nur eine Anzeige dafür, dafs der Quotient aus den beiden Drehungsmomenten gleich ist dem

Quotient aus den beiden Widerständen. Ist $\frac{F_1}{F_2}$ einmal gegeben, so bleibt die Nadel immer auf 0, wenn man den Drähten Widerstände zusetzt, welche sich wie $\frac{r_1}{r_2}$ verhalten.

Weiter bespricht Hr. BOSSCHA die Prüfung des Instrumentes und die verschiedenen Methoden, Widerstände mittelst desselben zu messen, wobei der Werth $\frac{F_1}{F_2}$ gar nicht bestimmt zu werden braucht, wohl aber immer denselben Werth behalten mufs. Da sich nun durch Ablenkung der Nadel die relative Lage der Drähte zu derselben ändert, also auch der Werth der Drehungsmomente, so ist das Differentialgalvanometer nur dann brauchbar, wenn die Nadel immer eine bestimmte Lage, etwa auf 0°, hat, es sei denn, was nicht wahrscheinlich ist, dafs sich F_1 proportional F_2 ändert. Hr. BOSSCHA macht deshalb, wie früher HANKEL aus andern Gründen, den Rahmen des Multiplicators sehr grofs. Die beiden Gewinde werden in verschiedene, beliebig zu combinirende Stücke getheilt; wenn man dann den Werth $\frac{F_1}{F_2}$ gröfser als 1 nimmt, so ist es möglich, sehr grofse Widerstände zu messen. Die Nadel wird mit Spiegel, Fernrohr und Scala beobachtet.

In derselben Weise, in welcher hier die Drehungsmomente der beiden Galvanometerwindungen verglichen sind, vergleicht der Verfasser weiter die Drehungsmomente je zweier beliebigen Windungen, eine Aufgabe, welche besonders da von Wichtigkeit ist, wo sich die Windungen durch ihre Form oder Lage einer messenden Bestimmung entziehen. Als Anwendung des Verfahrens wird eine Methode zur Verification einer Tangentenbussole angegeben: Der Kreis der Bussole ist drehbar; man stellt in der Nähe einen zweiten festen Leiter auf, und theilt den Strom zwischen beiden Leitern so, dafs beide die Nadel in entgegengesetzter Richtung ablenken. Durch Einschaltung von Widerständen wird die Nadel auf 0° gebracht, dann ist

$$lF(b) - bF(l) = 0,$$

wo l und b die Widerstände des Bussolenzweiges und des festen Leiters, $F(l)$ und $F(b)$ die zugehörigen Momente bezeichnen.

Wird nun dem b ein Widerstand x eingeschaltet, so mufs auch l um eine Gröfse n vergröfsert werden, und man hat

$$(l+n)F(b) = (b+x)F(l),$$

also

$$\frac{n}{x} = \frac{F(l)}{F(b)}.$$

Steht der ablenkende Kreis der Bussole im magnetischen Meridian, und wird dann um den Winkel α gedreht, so wird man einen anderen Werth für n erhalten. Dadurch wird nämlich $F(l)$ nicht geändert, $F(b)$ aber kleiner, und, wenn die Nadel klein ist im Verhältnifs zum Ringdurchmesser, wird es $= F(b)\cos\alpha$. Vergröfsert man also n um n' so, dafs die Nadel wieder auf 0 geht, so soll

$$\frac{n}{n+n'} = \cos\alpha$$

sein. Dies ist mit dem Instrument zu prüfen. Erhielte man $\frac{n}{n+n'} = A\cos\alpha$, so gäbe A die für diesen Winkel gültige Abweichung des Instrumentes vom Gesetze der Tangenten an.

In einer dieser Arbeit beigegebenen Notiz weist Hr. Poggendorff nach, dafs die von Despretz gegebene Methode zur Verification von Tangentenbussolen (Berl. Ber. 1852. p. 516) nicht untadelhaft ist. *Bz.*

B. Galvanische Leitung.

Guillemin et E. Burnouf. Recherches sur la transmission de l'électricité dans les fils télégraphiques. C. R. XXXIX. 330-334†; Cosmos V. 219-221; Inst. 1854. p. 287-289; Brix Z. S. 1854. p. 200-205; Arch. d. sc. phys. XXVII. 136-142; Z. S. f. Naturw. VI. 470-471.

Gounelle. Mesure de la vitesse de l'électricité; réclamation de priorité à l'occasion d'une communication récente de MM. Guillemin et Burnouf. C. R. XXXIX. 469-470†; Brix Z. S. 1854. p. 253-255.

Burnouf et Guillemin. Résultats de plusieurs expériences faites pendant la dernière quinzaine du mois d'août sur les lignes télégraphiques aboutissant à Toulouse. C. R.

XXXIX. 536-538†; Cosmos V. 366-367; Inst. 1854. p. 332-332; Arch. d. sc. phys. XXVII. 142-143; Brix Z. S. 1854. p. 255-257.

Die Herren Burnouf und Guillemin haben eine Messung der Elektricitätsgeschwindigkeit unternommen. Wenn man das eine Ende eines langen, geradlinigen, isolirten Drahtes durch ein Galvanometer mit dem Erdboden, das andere mit dem Pole einer Säule verbindet, deren anderer Pol ebenfalls zur Erde abgeleitet ist, so wird die Nadel des Galvanometers abgelenkt. Die Elektricität braucht aber eine gewisse Zeit, um vom Säulenpole bis zum Galvanometer zu gelangen; unterbricht man die Verbindung des Drahtes mit dem Galvanometer, ehe diese Zeit verstrichen ist, so kann daher keine Ablenkung stattfinden. Verkürzt man daher die Dauer der Schliefsung, bis die Ablenkung aufhört, so ist die Zeit, welche der Strom gebraucht hat, gefunden. Da kurz vor Erreichung dieses Punktes die Nadelablenkungen sehr gering sind, so mufsten dieselben durch wiederholte Anstöfse merklicher gemacht werden. Wenn aber bei einer neuen Schliefsung noch Elektricität von der vorhergehenden im Drahte war, so mufste die Nadel unabhängig von der Elektricitätsgeschwindigkeit und Drahtlänge immer abgelenkt werden. Um dies zu verhindern, mufste nach jeder Ladung des Drahtes, wenn die Verbindungen sowohl mit der Säule als mit dem Galvanometer noch nicht wieder hergestellt waren, eine Entladung des Drahtes stattfinden. Zu dem Zweck waren vier hölzerne, mit je 16 Messinglamellen besetzte Räder auf eine stählerne Axe gesteckt. Zwei dieser Räder vollbrachten durch gegen ihre Lamellen schleifende Federn die Ladung des Drahtes, die beiden anderen die Entladung. Während jeder Umdrehung der Räder wird also der Draht sechszehnmal geladen und eben so oft wieder entladen; die Leitung, an welcher experimentirt wurde, bestand aus zwei Eisendrähten von 4 Millimeter Dicke, zusammen 164 Kilometer lang. Bei Einschaltung dieser ganzen Drahtlänge verminderte sich die Ablenkung bei steigender Zahl der Umdrehung bis zu 21 Umdrehungen; dann nahm sie bei wachsender Drehungsgeschwindigkeit wieder zu; zwischen 40 und 50 Umdrehungen erreichte sie die ursprüngliche Höhe wieder. Wurde die Entladungsfeder aufgehoben, so war die Ablenkung für alle Drehungsgeschwindigkeiten die gleiche.

Die Erscheinung, daſs die Nadel niemals auf 0 kam, führte auf eine Reihe anderer Versuche. Die beiden Drähte wurden auf der zweiten Station (Foix) getrennt, und die Enden isolirt. Das Galvanometer stand nun nur mit dem unteren, die Säule nur mit dem oberen Draht in Verbindung; trotzdem wich die Nadel ab, sobald der Apparat in Thätigkeit gesetzt wurde; bei 21 Umdrehungen war die Ablenkung ungefähr gleich dem vorher erhaltenen Minimum. Es war also von dem einen Drahte ein Strom auf den anderen, 30 bis 40 Centimeter von ihm entfernten, inducirt. Der erste Versuch, bei welchem die beiden Drähte in Foix verbunden waren, wurde wiederholt, dabei aber die Zahl der Lamellen an den Ladungsrädern auf 8 erniedrigt. Das Minimum der Ablenkung wurde ebenfalls bei 21 Umdrehungen erhalten, blieb nun aber für alle gröſseren Geschwindigkeiten dasselbe. Die zweite Entladung lenkte die Nadel auch noch ab, die erste war also unzureichend; der Draht verliert demnach die Ladung langsamer, als er sie annimmt. Es konnten keine Versuche mit Vermeidung der Induction angestellt werden, da alle in Toulouse mündenden Leitungen zwei Drähte haben. Die aus den obigen Angaben berechnete Geschwindigkeit ist 45000 Lieues in der Secunde.

Wurde das Galvanometer zwischen der Säule und dem ganzen, isolirten Draht eingeschaltet, so erlangte die Ablenkung bei der Bewegung der Räder ein Maximum bei 21 Umdrehungen, das dann bei allen gröſseren Geschwindigkeiten dasselbe blieb; wenn weniger Umdrehungen gemacht werden, so erreicht die Elektricität das freie Ende des Drahtes, hält einen Augenblick an, und wirkt unterdeſs nicht auf die Nadel; durch eine gröſsere Drehungsgeschwindigkeit wird die Dauer dieser statischen Wirkung vermindert. Dasselbe Ergebniſs erhält man, wenn das Galvanometer nur die Entladungen angiebt; es bleibt auf Null, wenn beide zugleich auf dasselbe wirken.

In der zweiten Mittheilung führen die Herren Guillemin und Burnouf Versuche an, welche die früheren Ergebnisse bestätigen, und fügen noch einen neuen Versuch hinzu, nach welchem zwei Ströme in entgegengesetztem Sinne einen Draht mit derselben Geschwindigkeit zu durchlaufen scheinen wie jeder derselben

einzeln. Zwei Säulen von gleicher Plattenzahl wurden mit gleichnamigen Polen mit den beiden Enden des langen Drahtes verbunden, die anderen Pole zur Erde abgeleitet. Das Galvanometer wurde an einem Drahtende zwischen die eine Säule und den Apparat eingeschaltet. Während bleibenden Contactes hoben sich beide Ströme auf; während der Rotation wich die Nadel ab, und die Ablenkung stieg bis zu einem Maximum bei 21 Umdrehungen, darüber hinaus sank sie wieder. Man kann von diesem Maximum eine einfache Erklärung geben. Der eine Strom wirkt beim Austritt aus der Säule, der andere nachdem er den Draht durchlaufen hat. Je mehr man nun die Dauer der Ströme verringert, desto weniger neutralisirt die Wirkung dieses Stromes den anderen; und diese Wirkung hört auf, wenn die Dauer des Contactes nicht mehr hinreicht, damit der ganze Draht durchlaufen wird.

Aufserdem bestreiten in dieser Notiz die Verfasser die Erstenrechtsansprüche, welche Fizeau und Gounelle in Bezug auf das angegebene Verfahren, die Elektricitätsgeschwindigkeit zu messen, erhoben haben, und weisen die Unterschiede der beiden Methoden nach. *Bz.*

A. de la Rive. Note sur l'induction. Arch. d. sc. phys. XXVII. 143-144†.

Hr. de la Rive fügt bei der Mittheilung der eben besprochenen Versuche hinzu, dafs dieselben die Theorie, welche er für die elektrodynamische Induction gegeben hat, vollständig bestätigen. *Bz.*

Faraday. On electric induction. Associated cases of current and static effets. Phil. Mag. (4) VII. 197-208; Cosmos IV. 231-242; Arch. d. sc. phys. XXV. 169-170, 209-228†; Inst. 1854. p. 120-124; Ann. d. chim. (3) XLI. 123-128; Pogg. Ann. XCII. 152-168†; Brix Z. S. 1854. p. 126-140; Dingler J. CXXXII. 348-360; Silliman J. (2) XVIII. 84-94; Tortolini Ann. 1854. p. 133-142; Mech. Mag. LX. 78-79.

— — On subterraneous electro-telegraph wires. Phil. Mag. (4) VII. 396-398; Dingler J. CXXXIII. 20-22†.

Die von Hrn. Faraday an unterseeischen Telegraphenleitungen gemachten Beobachtungen kommen zum Theil mit den früher

von SIEMENS beschriebenen (POGG. Ann. LXXIX. 498) überein. Ein durch einen Guttaperchaüberzug gut isolirter Kupferdraht von 100 engl. Meilen Länge war unter Wasser getaucht, ein anderer, ebenso vorgerichteter aufgewunden auf den Fufsboden gelegt. Wurde der eine Pol einer 360paarigen Säule mit dem Erdboden, der andere durch einen Ableitungsdraht mit den isolirten Enden des im Wasser liegenden Drahtes verbunden, und dann der Ableitungsdraht wieder abgenommen, so erhielt jemand, der zugleich den Ableitungsdraht und den Wasserdraht berührte, eine heftige Erschütterung. Diese hatte weniger Aehnlichkeit mit dem Schlage einer Leidener Flasche als mit dem einer Batterie, indem sie nicht momentan war, sondern sich in mehrere einzelne Erschütterungen zerlegen liefs. Wurde der Draht, nachdem er die Batterie berührt hatte, an eine STATHAM'sche Lunte (einen mit geschwefelter Guttapercha überzogenen Kupferdraht, an welchem sich eine Schicht von Schwefelkupfer gebildet hat) gelegt, so entzündete er dieselbe, sogar noch 3 bis 4 Secunden nach erfolgter Trennung. Mit einem Galvanometer verbunden, lenkte der Draht dasselbe kräftig ab, selbst noch 30 Minuten nach der Trennung. Es machte hierbei keinen Unterschied, ob die Elektricität in dasselbe Drahtende ein- und austrat, oder zum einen ein, zum anderen aus. Ein gleicher, in der Luft liegender Draht zeigte von allen diesen Erscheinungen nichts, wiewohl er eben so gut isolirt war. Diese Thatsachen werden dadurch erklärt, dafs der Kupferdraht die eine Belegung einer Leidener Flasche, das umgebende Wasser die andere, und die Guttapercha den trennenden Isolator bildet. Die Wirkung ist so ungeheuer wegen der Ausdehnung der beiden Belegungen; die innere Fläche kann auf 8300, die äufsere auf 33000 Quadratfufs geschätzt werden. Unterirdische, mit Guttapercha isolirte Drähte zeigten gleiche Effecte, konnten aber zum Studium des Vorganges noch besser dienen, da sie sich stückweis in den Strom schalten liefsen. Es wurden 750 Meilen des Drahtes zwischen London und Manchester zu einer Länge vereinigt, an den Anfang derselben ein Galvanometer, *a*, in die Mitte ein zweites, *b*, und an das Ende ein drittes, *c*, angebracht. Wenn nun der Batteriedraht an *a* angelegt wurde, so wich zuerst die Nadel in *a*, nach einer merklichen Zeit die

in *b*, dann die in *c* ab. Bei 1500 Meilen Einschaltung brauchte der Strom zwei Secunden, um das letzte Instrument zu erreichen. Wenn darauf der Draht bei *a* abgelenkt wurde, so sank dieses Galvanometer sogleich auf Null, später das bei *b*, noch später das bei *c*. Bei kurzem Anlegen des Poldrahtes kehrte *a* auf Null zurück, ehe *b* abgelenkt war, und wenn nach stattgefundener Unterbrechung *a* sogleich mit dem Erdboden verbunden wurde, so ging die Ablenkung sogar in den entgegengesetzten Sinn über.

Hr. Faraday bringt nun diese Erscheinungen mit den früher von ihm ausgesprochenen Ansichten über Isolation und Leitung in Einklang, und beleuchtet dann alle bisherigen Bemühungen, die Geschwindigkeit der Elektricität zu messen. Die unter den verschiedenen Umständen ganz verschiedenartig wirkende Seitenvertheilung läfst die ungeheuren Unterschiede in den Angaben verschiedener Physiker erklärlich erscheinen; man hat zum Theil die Zeit, welche der Draht zu seiner Ladung und Entladung brauchte, für diejenige genommen, welche der Strom zu seinem unmittelbaren Fortschreiten bedarf. Hr. Faraday erwähnt als Beispiele der Veränderung, welche in der Leitung eines Drahtes durch Seitenvertheilung vorgeht, den von Fizeau an die Inductionsapparate angebrachten Condensator, so wie die Bain'schen Drucktelegraphen, bei denen der Strich, welchen jede der drei Federn auf den Papierstreifen zeichnet, der Zeit des Anfangs wie der Gestalt nach, von der Beschaffenheit der Leitung, durch welche dieselbe ihren Strom erhält, abhängig ist.

Zum Schlufs dieser Abhandlung erklärt Hr. Faraday, dafs er die Ausdrücke Intensität und Quantität mehr als je für nothwendig und bezeichnend halte, und dieselben beibehalten werde. Wer mit seinen Worten so viele Sachen zu sagen weifs, dem wird wohl niemand die Worte verargen, selbst wenn sie nicht nach seinem Geschmack sind. In der zweiten Notiz erkennt Herr Faraday an, dafs dieselbe Ladungserscheinung bereits von Siemens beobachtet und (am oben erwähnten Orte) veröffentlicht sei.

Bz.

M. Melloni. Sull' eguaglianza di velocità che le correnti elettriche di varia tensione assumono nello stesso conduttore metallico. Tortolini Ann. 1854. p. 319-325; Arch. d. sc. phys. XXVII. 30-37†; Inst. 1855. p. 128-128.

Hr. Melloni hat sich mit den Folgerungen, welche Faraday aus den eben beschriebenen Versuchen für die Theorie der Leitung gezogen hat, nicht einverstanden erklärt. Um zu erkennen, welchen Einfluſs die Spannung auf die Geschwindigkeit des Stromes hat, schlägt er vielmehr vor, die Zeiten zu vergleichen, nach welchen die Ströme zweier Batterieen von gleicher magnetischer Wirkung, von denen aber die eine aus wenigen groſsen, die andere aus vielen kleinen Elementen besteht, am Ende einer langen Telegraphenleitung wirksam werden. Auf Faraday's Anregung wurde dieser Versuch von Latimer Clark angestellt. Die Nadelablenkung war zwar durch die beiden Ströme (von 31 und von 500 Elementen) nicht gleich hervorzubringen, die Ergebnisse waren aber doch überzeugend; die Striche, welche am entfernten Ende durch beide Ströme an Bain'schen Drucktelegraphen gemacht wurden, begannen genau zu derselben Zeit. Hr. Melloni hält diese Uebereinstimmung der gewöhnlichen Auffassungsweise der Ausdrücke Quantität und Intensität nicht für günstig, sondern ist vielmehr der Ansicht, daſs die Elektricitätsfortpflanzung eine vibratorische sei, ähnlich wie hohe und tiefe Töne mit gleicher Geschwindigkeit fortgepflanzt werden. Er erklärt die an den Guttaperchadrähten wahrgenommene Verzögerung lediglich durch eine Vermehrung der Capacität; mit anderen Worten: Die Seitenvertheilung erfordert einen gewissen Elektricitätsantheil, und der Lauf des Stromes der Länge des Drahtes nach ist um so mehr verzögert, als die Menge des zur Hervorbringung der Erscheinung nothwendigen Agens beträchtlicher ist. *Bz.*

C. Matteucci. Note sur la résistance électrique de la terre. Ann. d. chim. (3) XLI. 173-176†.

Bei seiner Ableitung der Gesetze für den Widerstand körperlicher Leiter hatte Smaasen gesagt, es fehlten noch Experimente

zum Belege für die Constanz des Erdwiderstandes bei verschiedenen Abständen der Platten, bei welchen auf die Polarisationserscheinungen hinreichend Rücksicht genommen sei. Hr. Matteucci führt dagegen an, dafs er durch seine zu verschiedenen Zeiten angestellten Versuche diesen Satz lange experimentell bewiesen habe, ehe von Smaasen dessen theoretische Ableitung gegeben sei; er führt eine Reihe von Resultaten aus seiner im Berl. Ber. 1850, 51. p. 407 besprochenen Abhandlung an, welche mit Rücksicht auf Polarisation gewonnen sind. Diese 1851 erschienene Abhandlung kann indefs Smaasen 1847 nicht wohl gemeint haben, und auf die früheren Versuche dürfte sein Vorwurf in Anwendung bleiben. *Bz.*

M. Faraday. Sur la conductibilité propre des liquides. Cosmos IV. 289-291.

Hr. Faraday giebt seine Meinung über die Frage zu erkennen, ob in den Elektrolyten neben der elektrolytischen Leitung auch eine metallische vorhanden sei. Er findet durch die Versuche von Foucault [1]) seine eigene Anschauungsweise bestätigt, und stimmt dessen Schlüssen vollkommen bei. Er führt die Gründe, welche ihn zu seiner Vorstellung von einer physischen Leitungsfähigkeit der Flüssigkeiten schon vor langer Zeit gebracht haben, an: Die Flüssigkeiten, welche bei ihrem Erstarren bei niederer Temperatur eine geringe Leitungsfähigkeit nach Art der Metalle bewahren, lassen vermuthen, dafs dieselbe auch in ihrem flüssigen Zustande neben der elektrolytischen Leitung bestehen bleibe. Bestimmt hat er dies Exp. Res. 984 ausgedrückt: Es ist wahrscheinlich, dafs die gewöhnliche Leitungsfähigkeit der Elektrolyte im festen Zustande dieselbe bleibt, welche sie im flüssigen Zustande für Ströme besitzen, deren Intensität kleiner ist als die zu ihrer elektrischen Zersetzung nöthige. *Bz.*

---

[1]) Berl. Ber. 1853. p. 482.

Faraday. Sur le développement des courants induits dans les liquides. Arch. d. sc. phys. XXV. 267-274; Phil. Mag. (4) VII. 265-268; Cosmos IV. 397-398; Inst. 1854. p. 131-132; Ann. d. chim. (3) XLI. 196-198; Pogg. Ann. XCII. 299-304†; Z. S. f. Naturw. IV. 49-50; Verh. d. schweiz. naturf. Ges. 1854. p. 92-92.

Hr. Faraday umgab den cylindrischen Anker eines kräftigen Elektromagnets, dessen Füſse nach oben gerichtet waren, mit einer etwa sieben Fuſs langen Spirale von geschwefeltem Kautschukrohr, welches mit verdünnter Schwefelsäure gefüllt wurde. In die Enden der Röhre waren zwei Kupferdrähte eingeschlossen, welche mit den Leitungsdrähten eines entfernten Galvanometers verbunden waren. Beim Schlieſsen oder Unterbrechen des den Magnet erregenden Stromes entstand jedesmal ein Strom im Galvanometer in demjenigen Sinne, in welchem er in einer den Anker umgebenden metallischen Spirale entstanden wäre, nur von bedeutend geringerer Stärke. Wurde das Spiralrohr mit destillirtem Wasser gebildet, so entstand kein Strom. Auſserdem erhielt Hr. Faraday inducirte Ströme in verdünnter Säure, welche sich in einer flachen, unter den Anker gesetzten Glasschale befand. Diesen Versuch hält er aber nicht für überzeugend, da die Ströme wohl in den Zuleitungsdrähten entstanden sein konnten. „Die vorliegenden Erscheinungen", fügt er hinzu, „entscheiden die Frage, ob die Inductionsströme in der Flüssigkeit vermöge elektrolytischer oder metallischer Leitung gebildet sind, nicht, weil dieselben bei beiden Vorgängen bestehen können. Ich glaube, daſs es eine eigentliche Leitung giebt, daſs ein sehr schwacher Inductionsstrom ganz vermöge ihrer hindurchgehen kann, bloſs eine Tendenz zur Elektrolyse ausübend, ein stärkerer dagegen theils vermöge ihrer, theils vermöge voller elektrolytischer Leitung hindurchgehen mag." *Bz.*

J. G. S. van Breda and W. M. Logeman. On the conductibility of liquids for electricity. Phil. Mag. (4) VIII. 465-469; Arch. d. sc. phys. XXVIII. 35-39†; Inst. 1855. p. 95-96.

Die Herren van Breda und Logeman haben sich gegen die Annahme einer physischen Leitungsfähigkeit der Flüssigkeiten

entschieden. Der Strom einer kleinen DANIELL'schen Kette wurde durch dünne Platindrähte in eine 24 Centimeter lange Säule destillirten Wassers von 15 Millimeter Durchmesser geführt, und die geringe Ablenkung an einem Galvanometer beobachtet. Als das Wasser erwärmt wurde, stieg die Ablenkung, was auf eine elektrolytische Leitung schliefsen liefs. Ferner wurde eine mit verdünnter Säure gefüllte, 13 Meter lange Kautschukröhre, in deren Enden kurze Glasröhren gesetzt waren, um einen starken Elektromagnet zu einer Spirale gewickelt; in die Glasröhren tauchten Platindrähte, welche durch einen Kupferdraht mit einander verbunden waren. Nachdem durch Magnetisirung oder Entmagnetisirung des Eisenkernes in die Flüssigkeit ein Strom inducirt war, wurden die Platindrähte, statt durch den Kupferdraht, durch ein Galvanometer mit einander verbunden und zeigten sich polarisirt; auch für diese kurzen Inductionsströme war also die Leitung elektrolytisch. Auch führen die Verfasser zur Stütze ihrer Meinung das Factum an, dafs man durch schwache Maschinenelektricität zwei Platten, zwischen denen man dieselbe durch Wasser gehen läfst, polarisiren kann. *Bz.*

L. FOUCAULT. Sur la conductibilité physique des liquides. Courant partiellement transmis par l'eau sans décomposition. Cosmos IV. 248-250†; Arch. d. sc. phys. XXV. 180-183, XXVI. 135-137; Inst. 1854. p. 111-112.

— — Sur la conductibilité physique des liquides. Arch. d. sc. phys. XXVI. 126-127†.

In der ersten dieser beiden Notizen setzt Hr. FOUCAULT seine Ansichten genauer aus einander. Eine nach gewöhnlicher Vorstellung offene Kette ist nach ihm bereits geschlossen, indem der Strom, der in der Richtung vom positiven Metalle zum negativen durch die Flüssigkeit den elektrolytischen Weg verfolgt hat, auf dem Wege der metallischen Leitung zum ersteren zurückkehrt. Hieraus soll es sich erklären, dafs die Spannungen an den Polen weit kleiner erscheinen, als sie sein würden, wenn die Flüssigkeiten gar keine eigene Leitungsfähigkeit hätten. Es ist schwer, sich in diesem Sinne eine doppelte Leitungsfähigkeit

vorzustellen, selbst wenn man den Begriff einer physischen Leitungsfähigkeit gelten lassen wollte. Wenn eine Autorität, wie Faraday, sich einer solchen Vorstellungsweise anschliefst, so kann er es unmöglicherweise in dem Sinne gethan haben, dafs in verschiedenen neben einander liegenden Linien derselben Flüssigkeit Zweigströme, der eine elektrolytisch, der andere metallisch, laufen sollen. Diese Vorstellung ist gänzlich confus. Man kann nur annehmen, dafs jedes Molecül, während es sich damit beschäftigt, den Gesetzen der Elektrolyse Folge zu leisten, an sich eine geringe physische Leitungsfähigkeit besitzt. Hr. Foucault leitet nun in der That aus den Gesetzen der Zweigströme einen Versuch ab, der auch im richtigen Sinne ausfällt. Destillirtes Wasser hat eine grofse physische Leitungsfähigkeit. Durch Zusatz von Säure bleibt diese unverändert, die elektrolytische aber wächst; werden daher zwei mit diesen beiden Flüssigkeiten gefüllte Voltameter in denselben Strom geschaltet, so zeigen sie eine sehr verschiedene Gasentwickelung. Wenn im angesäuerten Wasser die Elektroden bis auf die Gröfse von Drähten verkleinert wurden, im destillirten Wasser aber die Gestalt von Drahtbündeln hatten, so dafs in jenem die elektrolytische, in diesem die physische Leitungsfähigkeit besonders begünstigt war, so wurde im destillirten Wasser gar kein Gas entwickelt, im angesäuerten eine sehr reichliche Menge. Die ähnlichen Ergebnisse, welche Meidinger bekannt gemacht hat (vergl. Berl. Ber. 1853. p. 500), scheint Hr. Foucault nicht zu kennen.

Die zweite Notiz ist gegen die Einwürfe gerichtet, welche Buff erhoben hatte (Berl. Ber. 1853. p. 498). Hr. Foucault wendet, um die Complicationen, welche durch das Entgegensetzen einzelner Plattenpaare entstehen, zu compensiren, einen rechteckigen Trog an, in welchen er elf Kupfer- und zehn Zinkplatten so eintaucht, dafs dadurch zehn Kupfer-Zinkpaare entstehen, welche zehn gegen zehn einander entgegengesetzt sind. Ein eingeschaltetes Galvanometer bleibt auf Null. Wird aber der die Zinkplatten tragende Halter bewegt, so entsteht immer ein Strom in der Richtung vom Zink zum entfernteren Kupfer. *Bz.*

J. Jamin. Note sur la décomposition de l'eau par la pile. C. R. XXXVIII. 390-392†; Inst. 1854. p. 91-92; Cosmos IV. 274-275; Phil. Mag. (4) VII. 298-300.

— — Deuxième note sur la décomposition de l'eau par la pile. C. R. XXXVIII. 443-444†; Inst. 1854. p. 92-92; Arch. d. sc. phys. XXV. 380-382; Chem. C. Bl. 1854. p. 308-309; Phil. Mag. (4) VII. 526-527; Z. S. f. Naturw. III. 283-283.

F. Leblanc. Sur la décomposition électrochimique de l'eau. C. R. XXXVIII. 444-445†; Inst. 1854. p. 92-92; Chem. C. Bl. 1854. p. 309-309; Z. S. f. Naturw. III. 283-283; Phil. Mag. (4) VIII. 237-238.

Soret. Note sur la production de l'ozone par la décomposition de l'eau à de basses températures. C. R. XXXVIII. 445-448†; Arch. d. sc. phys. XXV. 175-180, 263-267; Inst. 1854. p. 92-93; Cosmos IV. 302-302†, 335-336; Chem. C. Bl. 1854. p. 309-311; Erdmann J. LXII. 40-44; Phil. Mag. (4) VII. 459-460; Pogg. Ann. XCII. 304-308; Z. S. f. Naturw. III. 283-284; Arch. d. Pharm. (2) LXXXI. 44-44.

A. de la Rive. Observations à l'occasion d'une note de M. Jamin sur la décomposition de l'eau par la pile. Arch. d. sc. phys. XXV. 275-276†.

A. Connell. On the voltaic decomposition of water. Phil. Mag. (4) VII. 426-428; Arch. d. sc. phys. XXVI. 137-138†.

Matteucci. Note sur la conductibilité des liquides. Cosmos IV. 390-390.

C. Despretz. Première addition à ma septième communication ayant pour titre „Sur la pile à deux liquides; sur l'action chimique". C. R. XXXVIII. 897-905†; Cosmos IV. 618-619, 672-674; Inst. 1854. p. 173-173; Arch. d. sc. phys. XXVI. 138-144†.

Diese ganze Reihe von Aufsätzen schliefst sich an die erstere der eben erwähnten Notizen von Foucault an.

Hr. Jamin hat den Versuch mit den beiden Voltametern wiederholt und bestätigt gefunden; er fügt aber Versuche hinzu, welche ihm nicht erlauben, sich den theoretischen Schlüssen, welche Foucault aus dieser Erscheinung gezogen hat, anzuschliefsen. Er konnte nach Belieben die Entwickelung des einen oder des anderen Gases vermindern, ja sogar unterdrücken. Das letztere geschah am vollkommensten, wenn die eine Elektrode ein Draht,

die andere eine Platte aus einer Grove'schen Kette (platinirt?) war; der Draht entwickelte Gas, die Platte nicht. Wenn die eine Elektrode durch Platten von verschiedener Form und Substanz dargestellt wurde, während die andere durch einen Platindraht gebildet war, so veränderte sich die an der ersteren entwickelte Gasmenge, während die zweite immer dieselbe Wirkung gab. Da man ein einseitiges Verschwinden der Gasentwickelung erhalten kann, so mufs an dieser Seite entweder eine Auflösung des Gases in der Flüssigkeit, oder eine Condensation an der Elektrode stattfinden. Beides geschieht zugleich. Man konnte eine Sauerstoffauflösung am besten erhalten in einem mit der Flüssigkeit gefüllten abgekühlten Platintiegel, welcher mit dem positiven Pole verbunden war, während die negative Elektrode in Gestalt eines Drahtes in die Flüssigkeit tauchte. Die Elektroden verändern immer ihre Farbe, die negative wird violett, die positive gelb, nach und nach werden beide schwarz. An der Luft und besonders beim Erwärmen verschwinden diese Färbungen. Die negative Platte wird in Salpetersäure rein, und absorbirt Sauerstoff.

In der zweiten Notiz theilt Hr. Jamin folgenden Versuch mit. Eine Glocke, in welcher elektrolytisch entwickelter Wasserstoff aufgefangen ist, wird in ein Gefäfs mit reinem Wasser gebracht, und daneben eine ähnliche Glocke gestellt, welche aus Zink und verdünnter Schwefelsäure entwickeltes Gas enthält. In jedes der Gase wird ein erhitzter Platindraht so gesteckt, dafs er zum Theil in das Gas, zum Theil in die Flüssigkeit taucht. Das chemisch entwickelte Gas behielt sein Volumen, das elektrolytische verminderte sich, in einigen Fällen um drei Viertel seines ganzen Volumens. Je reichlicher die Wasserstoffentwickelung im Verhältnifs zur Stromstärke gewesen war, desto weniger absorbirbares Gas war in demselben. Hr. Jamin erklärt dieses Verhalten entweder dadurch, dafs der elektrolytisch entwickelte Wasserstoff unter der Einwirkung der Elektricität einen ähnlichen modificirten Zustand annehme wie der Sauerstoff (diese Erklärung würde die einzig mögliche sein, wenn das entwickelte Gas wirklich chemisch rein ist), oder dadurch, dafs am negativen Pole sich ein Gemisch von Sauerstoff und Wasserstoff bildet, welche sich unter dem Einflufs des Platins verbinden können.

Hr. Leblanc berichtet über Versuche mit einem abgekühlten Voltameter. Wenn die Elektroden aus Drähten bestanden, so war das Volumen des Sauerstoffs immer kleiner, als es hätte sein sollen. Er war stark ozonisirt, aber die Quantität des durch Silberschwamm oxydirbaren Ozons reichte nicht hin, um das Ausbleiben des Gases zu erklären. Die Flüssigkeit des Voltameters wirkte stark oxydirend.

Auch Hr. Soret experimentirte mit einem abgekühlten Voltameter, und bemerkte die reichliche in demselben stattfindende Ozonentwickelung, sowie den heftigen Angriff des Ozons auf die Kautschukröhren des Trockenapparates. Er bestimmte die Quantität des entwickelten Ozons, indem er untersuchte, welche Quantität arsenichter Säure durch das hindurchstreichende, das Ozon enthaltende Gas zu Arseniksäure oxydirt wurde. Ein Theil des Ozons entwich jedoch bei diesem Procefs. Als Hr. Soret versuchte, das Ozon durch Jodkalium absorbiren zu lassen, bemerkte er keine Volumverminderung.

Hr. de la Rive bemerkt zu den vorstehenden Arbeiten, dafs er die ungleichmäfsige Entwickelung der beiden Gase schon 1838 beobachtet und seine Beobachtungen in den C. R. VIII. 1061 und den Arch. d. l'Électr. I. 199 bekannt gemacht hat.

Hr. Connell erinnert, dafs er bei seinen Versuchen über die Elektrolyse des Alkohols [1]) bemerkt hat, dafs derselbe Strom in einem mit angesäuertem Wasser gefüllten Voltameter reichlichere Wasserstoffentwickelung gebe als in einem mit destillirtem Wasser gefüllten. Als derselbe Versuch mit einer 36paarigen Kupferzinkkette wiederholt wurde, waren die während der ersten halben Stunde in beiden Voltametern gesammelten Sauerstoffmengen ganz dieselben. Erst als die Wirkung 8½ Stunden gedauert hatte, zeigte sich eine Verschiedenheit, und nach 24 Stunden betrug das Gas im angesäuerten Wasser das Doppelte von dem im reinen Wasser.

Hr. Matteucci weifs die Versuche von Foucault, Jamin und Leblanc, welche er, wenn auch in geringerem Grade, bestätigt gefunden hat, nicht mit dem Gesetz der festen elektrolytischen Action in Einklang zu bringen, wenn sie nicht auf der Bildung secundärer Producte beruhen. Aufserdem citirt er einen älteren, nicht hierher gehörigen Versuch über Ozonbildung.

[1]) Phil. Mag. (3) XVIII. 49.

Hr. Despretz endlich kommt auf die vielbesprochene Frage zurück, um sich in Bezug auf seine früheren elektrochemischen Untersuchungen zu rechtfertigen. Die oben angeführten Thatsachen sind ihm bei denselben wohl bekannt gewesen; er hat aber ihren störenden Einfluſs zu umgehen gewuſst. Er beobachtete die verschiedene Form der Gasentwickelung bei Anwendung verschiedener Polplatten; bei Elektroden von 95 Millimeter Länge und 82 Millimeter Breite wurde die Flüssigkeit durch die kleinen Blasen so schaumig, daſs sie völlig unklar erschien; bei kleineren Elektroden sammelten sich die Blasen mehr, und deshalb wandte Hr. Despretz bei seinen Versuchen Platindrähte an, deren untere Enden gefirniſst waren, um das Anhängen der Bläschen zu vermeiden. Die Blasen waren dann gröſser und stiegen gleich in der Röhre auf. Auſserdem wurden, um Wiedervereinigungen zu vermeiden, nie gemischte Gase aufgefangen, sondern immer nur das Wasserstoffgas gemessen.

Auch die Gründe, welche diese Abweichungen hervorbringen können, hat sich Hr. Despretz klar gemacht; er hat dieselben in seiner achten Mittheilung über die Kette (Berl. Ber. 1853. p. 496) ausgesprochen: „Der kleine Unterschied zu Gunsten der inneren Arbeit, welcher oft nur $\frac{1}{150}$ oder $\frac{1}{200}$ oder sogar $\frac{1}{250}$ der Gesammtwirkung erreicht, kann in solchen Fällen vernachlässigt werden. Er kann übrigens durch schwache Ableitungen, durch die Auflösung einer kleinen Gasmenge, durch den unwirksamen Durchgang einer ebenfalls sehr kleinen Elektricitätsmenge durch das Voltameter erklärt werden." Von den verschiedenen Versuchen, welche zur Stütze dieser Ansichten besprochen werden, seien hier nur diejenigen erwähnt, welche den letzteren Ausspruch bewahrheiten, daſs die Menge der unwirksam hindurchgehenden Elektricität sehr gering sei. Es waren in denselben Strom mehrere Voltameter mit verschieden angesäuertem Wasser geschaltet. In allen muſste eigentlich die Gasentwickelung dem Zinkconsum aequivalent sein. In der That waren die Ergebnisse sehr übereinstimmend; und als in einem Versuch die Gasmenge aus dem destillirten Wasser der aus dem angesäuerten sehr ungleich war, weil das erstere sich stark erwärmt hatte, betrug die Gasmenge, nachdem beide Voltameter auf gleiche Temperatur herabgebracht waren,

im destillirten Wasser 10,19 Cubikcentimeter
im sauren Wasser . . 10,09 -

Nach allen diesen Versuchen über die Wasserzersetzung möchte es schwer sein, aus den beobachteten Unregelmäſsigkeiten die geringste Stütze für die Foucault'sche Ansicht zu finden.

Bz.

A. Saweljeff. Ueber eine Erscheinung im Gebiete des galvanischen Leitungswiderstandes. Bull. d. St. Pét. XII. 200-203†, 333-334†; Inst. 1854. p. 355-355†.

Hr. Saweljeff untersucht den Leitungswiderstand, den eine trapezförmige Schicht von Kupfervitriollösung ausübt, wenn ihre nicht parallelen Seiten aus Kupferelektroden bestehen. Seine Experimente führen zu Resultaten, die sich wohl erwarten lassen. Hr. Saweljeff nimmt z. B. eine rechtwinklig parallelepipedische Schicht von Kupfervitriollösung als Leiter, bringt dann eine Kupferplatte so in das Gefäſs, daſs dieses dadurch in zwei Stücke von trapezförmigem Querschnitt getheilt wird, und läſst den Strom die beiden hinter einander liegenden Stücke durchlaufen. Es zeigt sich dann, daſs die Intensität des Stromes durch die Einschaltung der Kupferplatte wächst. Auf der eingeschalteten Platte findet die chemische Wirkung (einerseits Niederschlagung, andererseits Auflösung von Kupfer) nicht gleichmäſsig statt, sondern auf jeder Seite am stärksten da, wo sie der gegenüberstehenden Elektrode am nächsten ist.

Kr.

C. Ladung und Passivität.

H. Osann. Polarisationsphänomene. Verh. d. Würzb. Ges. V. 71-81†; Chem. C. Bl. 1854. p. 593-601.

Unter diesem Titel theilt Hr. Osann eine Reihe von Erscheinungen mit, welche zum Theil nicht in das Gebiet der Polarisationsphänomene gehören, welche aber sämmtlich schon bekannt und erklärt sind, wenn auch nicht immer in derselben Weise wie in der vorliegenden Abhandlung. Eine zweipaarige Gasbat-

terie, gefüllt mit Sauerstoff und Wasserstoff, welche unmittelbar durch Elektrolyse an den platinirten Platten erzeugt sind, wird zur Zersetzung von Salzsäure benutzt. Man kann diese Wirkung aber sogleich unterbrechen, wenn man die Batterie durch einen Draht ganz kurze Zeit schliefst, und wieder hervorbringen, wenn man die Platten wieder als Elektroden mit einer Säule verbindet. Ist die zersetzende Kraft durch Schliefsung aufgehoben, so bleibt noch Kraft genug zu leichteren Zersetzungen (Jodkalium), während welcher dann in der Batterie eine Gasconsumption wahrnehmbar wird, die während der metallischen Schliefsung nicht stattfindet (d. h. doch wohl nur, wenn diese sehr kurze Zeit dauert; denn sonst findet bekanntlich Absorption statt). Es werden nun in dieser Beziehung mehrere derartige, durch Polarisation erzeugte Ketten untersucht, zu denen z. B. auch eine solche gehört, welche durch Zersetzung von Zinkvitriol zwischen Platinplatten entsteht, d. h. also eine Platin-Zinkkette. Es dürfte schwer sein, in dieser Ausdehnung allgemeine Gesetze über Polarisationsphänomene aufzufinden. Die Polarisationen verloren sich am leichtesten, wenn an den Platten nur Gase entwickelt waren, am schwersten, wenn zwischen denselben essigsaures Bleioxyd zersetzt war. Hr. Osann kommt dann auf die Ungleichzeitigkeit des Anfangs der Sauerstoff- und Wasserstoffentwickelung im Voltameter, und sucht deren Grund in der verschiedenen Diffusionsfähigkeit beider Gase, wegen welcher sie mit ungleicher Geschwindigkeit in die Poren der Elektroden eindringen. Weiter wird die Erscheinung betrachtet, dafs Kohlenstücke, welche eben als negative Elektroden gedient haben, in eine Metallsalzlösung getaucht, das Metall reduciren, ferner dafs ein in Wasserstoff polarisirtes Platinblech mit einem reinen combinirt einen Strom erzeugt, ein in Sauerstoff polarisirtes nicht. Meine Versuche haben wohl deutlich gezeigt, dafs dieser Satz nicht streng wahr ist, so weit er aber wahr, auch leicht aus der Gröfse der elektromotorischen Kraft beider Gase zu erklären. Es ist hierzu nicht wiederum eine Aufnahme des Wasserstoffs in die Platinporen nöthig. Den Schlufs der Abhandlung macht der experimentelle Beweis der seit dreifsig Jahren experimentell bewiesenen Erscheinung, dafs zur Vergröfserung der chemischen Wirkung eines

Stromes weniger die Oberflächenvergröfserung der erregenden Metalle als die Erhöhung der elektromotorischen Kraft beiträgt.

Bz.

Holtzmann. Ueber die Polarisation des elektrischen Stromes. Pogg. Ann. XCII. 577-587†.

Hr. Holtzmann glaubt den Verlust an elektromotorischer Kraft, welchen eine durch einen Elektrolyten geschlossene Kette erleidet, auf eine doppelte Weise erklären zu müssen; er besteht nach ihm zum Theil aus der, gewöhnlich Ladung genannten, entgegenwirkenden elektromotorischen Kraft, zum anderen Theil aber aus derjenigen Kraft, welche durch die Zersetzung selbst aufgezehrt wird; ein Gedanke, welcher schon früher von Petrina (Berl. Ber. 1845. p. 449) ausgesprochen worden ist. Um diese Zersetzungskraft zu finden, bestimmt er nach der Ohm'schen Methode die Kraft der Kette ohne Einschaltung des Elektrolyten ($= E$), dann nach Einschaltung desselben ($= E_1$), also den Gesammtverlust $= E - E_1$, der folglich aus der Ladung $E_2 +$ der Zersetzungskraft E_3 bestehen soll, so dafs

$$E - E_1 = E_2 + E_3.$$

E_2 wird durch die Poggendorff'sche Compensationsmethode für verschiedene Flüssigkeiten gemessen, und giebt, von $E - E_1$ subtrahirt, die gesuchte Kraft. Hr. Holtzmann hat diese Vorstellung einer besonderen Zersetzungskraft weiter benutzt, um die von Daniell durch so umständliche Hypothesen erklärte Erscheinung, dafs derselbe Strom in einer Zelle ein Aequivalent Wasser, in der andern gleichzeitig ein Aequivalent Wasser + einem Aequivalent Salz zersetzen kann, einfacher zu begründen. Ich habe in einer Arbeit, welche dem nächsten Jahresbericht anheim fällt, die Unhaltbarkeit der ganzen Annahme einer Zersetzungskraft, welche von der Polarisation zu unterscheiden ist, nachgewiesen. *Bz.*

Viard. Du rôle électrochimique de l'oxygène. Ann. d. chim. (3) XLII. 5-23; Arch. d. sc. phys. XXVII. 318-322†.

Diese Untersuchungen schliefsen sich an die früheren des Verfassers an (Berl. Ber. 1852. p. 472). Er untersucht die chemischen Wirkungen, welche in aus verschiedenen Metallen gebildeten Ketten (Zink-Platin, Zink-Silber, Zink-Kupfer, Zink-Eisen) stattfinden, wenn Sauerstoff zugegen ist. In dem von ihm angewandten Apparate kann der Elektrolyt nach Bedürfnifs dem Luftzutritte ausgesetzt oder entzogen werden. Indem er dann kleine, mit Sauerstoff gefüllte Glocken über die Elemente deckt, vergleicht er die Absorption desselben bei geschlossenem und bei geöffnetem Strom. Dieser Unterschied ist bei Anwendung von Salzlösungen gröfser als bei reinem Wasser; er ist ferner, ebenso wie die absolute Gröfse der Absorption, um so gröfser, je weniger oxydirbar das negative Metall der Kette ist. Auch an der positiven Platte findet eine Sauerstoffabsorption statt, die aber an geschlossenen Ketten nicht stärker ist als an offenen. Weiter untersucht Hr. Viard die chemischen Zersetzungen der angewandten Elektrolyte, namentlich des schwefelsauren Natrons, der schwefelsauren Magnesia, des Chlornatriums und Chlorbaryums und die Verbindungen, welche deren Bestandtheile mit dem Sauerstoff und dem positiven Metalle bilden.

In einem zweiten Theile seiner Arbeit untersucht der Verfasser die chemischen Wirkungen, welche zwischen zwei verschiedenen Theilen desselben Metalles, die in denselben Elektrolyten tauchen, in Gegenwart verschiedener Sauerstoffmengen stattfinden. Er glaubte einen grofsen Theil der Oxydation der Metalle Strömen zuschreiben zu müssen, welche sich durch ungleiche Sauerstoffvertheilung auf der Oberfläche der Metalle bilden, und fand seine Ansicht dadurch bestätigt, dafs die Producte der chemischen Wirkung, welche freien Sauerstoff haltende Flüssigkeiten ausüben, genau dieselben sind, welche man durch die Wirkung oberflächlicher Ströme erhalten würde. Aufser der ungleichartigen Vertheilung des Sauerstoffs wirken ferner noch Unreinigkeiten der Oberfläche und fremdartige Einmischungen zur rascheren Oxydation mit. *Bz.*

D. Galvanische Licht- und Wärmeerregung.

A. Masson. Note sur l'action calorifique et lumineuse de deux courants électriques simultanés. C. R. XXXVIII. 15-16†; Inst. 1854. p. 2-3.

Hr. Masson bestreitet in dieser Mittheilung die Beweiskraft der von de la Provostaye und Desains für die gleichzeitige Wirkung zweier Ströme beigebrachten Versuche (siehe Berl. Ber. 1853. p. 473, 495), während er die Erscheinung selbst, welche die Physiker unter dem Namen „superposition des courants" belästigt, nach wie vor aufrecht erhält. *Bz.*

Matteucci. Observations sur un passage du mémoire de M. Favre sur les effets thermiques des courants hydro-électriques. Arch. d. sc. phys. XXVI. 55-57†.

Hr. Matteucci beklagt sich darüber, dafs Favre in einer früheren Arbeit (Ann. d. chim. (3) XL. 298; Berl. Ber. 1853. p. 488) gesagt hat, er (Hr. Matteucci) sei zu dem Schlufs gekommen, dafs die durch die Oxydation des Zinks ohne durchgehende Elektricität erzeugte Wärme geringer sei als die, welche der chemischen Wirkung in Verein mit der Erzeugung elektrischer Ströme zuzuschreiben sei. Er habe sich nur in dem Schlusse geirrt, welchen er aus seinen Versuchen gezogen habe; diese bewiesen eigentlich das Entgegengesetzte, und zwar sei der kleine Wärmeunterschied, den er in beiden Fällen bemerkt habe, der Erwärmung im Leitungsdrahte entsprechend (wie dies Favre gefunden hat). Es ist nur zu bedauern, dafs die Versuche des Hrn. Matteucci so wenig entscheidend waren, dafs man sie beliebig nach der einen oder nach der entgegengesetzten Seite hin deuten konnte.

Bz.

P. A. Favre. Recherches sur les courants hydro-électriques. Deuxième partie. C. R. XXXIX. 1212-1215†; Inst. 1855. p. 3-4; Cosmos VI. 25-26; Arch. d. sc. phys. XXVIII. 40-43; Liebig Ann. XCII. 192-194.

Die gegenwärtige Arbeit [1]) des Hrn. Favre hat den Zweck, fernere experimentelle Beweise beizubringen zur Bestätigung des Satzes: Die durch den elektrischen Strom hervorgebrachten chemischen Zersetzungen bringen immer dieselben Wärmemengen ins Spiel, welche die unter anderen Einflüssen vorgehenden chemischen Trennungen begleiten; und die diesen Zersetzungen entsprechende Wärme ist immer der Gesammtwärme entnommen, welche durch die chemischen Wirkungen des Volta'schen Apparates erzeugt wird.

Das zu den Versuchen angewandte Calorimeter konnte eine fünfpaarige Batterie, ein Voltameter und Thermometer, das $\frac{1}{50}$ Grad angab, aufnehmen; der Metallangriff in jeder Zelle wurde dadurch bestimmt, dafs das in einer jeden entwickelte Wasserstoffgas aufgefangen wurde. Die Schlüsse zu welchen Hr. Favre gelangt, sind folgende.

1) Die durch die Verwandlung eines gleichen Gewichts eines gegebenen Metalles einer Volta'schen Batterie in schwefelsaures Salz entwickelte Wärmemenge ist immer dieselbe, wenn die eingeschalteten Verbindungsdrähte keinen bedeutenden Widerstand leisten. Die entwickelte Wärmemenge ist dieselbe, wie wenn dasselbe Metallgewicht ohne elektrischen Strom in schwefelsaures Salz umgewandelt wäre.

2) Die durch den Durchgang der Elektricität durch die metallischen Leiter entwickelte Wärme ist der in den Zellen genau complementär, um eine Summe zu liefern, die immer gleich ist der Wärme, welche sämmtlichen in der Batterie unabhängig von aller durchgehenden Elektricität stattfindenden Processen entspricht.

3) Wenn man in den Strom ein Voltameter schaltet, in welchem irgend eine Zersetzung vorgeht, so ist die in den Zellen erregte Wärme immer um diejenige vermindert, welche durch dieselbe chemische Zersetzung ohne Mitwirkung des Stromes absorbirt sein würde.

[1]) Die erste ist im Berl. Ber. 1853. p. 488 besprochen.

4) Wenn man im Kupfervitriolvoltameter den Strom umkehrt, nachdem eine seiner Platinplatten mit Kupfer bedeckt worden ist, so bedeckt sich die andere Platte mit Kupfer, während die erste eine gleiche Kupfermenge verliert, welche sich in Vitriol verwandelt. In diesem Falle findet eine doppelte Wirkung im Voltameter statt; es wird einerseits Kupfervitriol zersetzt, andrerseits eine gleiche Menge desselben Salzes gebildet; die beiden gleichen, aber entgegengesetzten Wärmewirkungen, welche hierbei stattfinden, dürfen das thermische Ergebniſs der Operation in keiner Weise verändern.

5) Indem man von diesen Resultaten ausgeht, könnte man eine Volta'sche Batterie mit ihren Voltametern als ein System von Zellen betrachten, deren einige mehr oder weniger Wärme erzeugen je nach der Natur des angegriffenen Metalles, während die anderen entweder nichts erzeugen und nichts verbrauchen, oder Wärme verbrauchen. *Bz.*

Viard. Mémoire sur la chaleur que développe l'électricité dans son passage à travers les fils métalliques. C. R. XXXIX. 904-907†; Inst. 1854. p. 382-383; Cosmos V. 556-556; Arch. d. sc. phys. XVII. 265-269†; Ann. d. chim. (3) XLIII. 304-314.

T. R. Robinson. On the relation between the temperature of metallic conductors, and their resistance to electric currents. Irish Trans. XXII. 1. p. 1-24; Arch. d. sc. phys. XXVII. 269-273†.

Hr. Viard hat die von Grove entdeckte Erscheinung, daſs Metalldrähte unter der Einwirkung desselben Stromes verschieden stark glühen, wenn sie von verschiedenen Atmosphären umgeben sind, messenden Versuchen unterworfen. Der angewandte Strom wurde in zwei Zweige getheilt, deren einer einen festen Widerstand, der andere eine in eine Kupferröhre isolirt eingesetzte Platinspirale durchlief. Die Länge dieser Spirale konnte dadurch verändert werden, daſs dieselbe durch eine umgebogene, mit Quecksilber gefüllte Röhre geführt war, in welche sie mehr oder weniger hineingezogen werden konnte. Dann gingen beide Zweige zu einem Differentialgalvanometer. Das Rohr wurde nun zuerst mit dem Gase gefüllt, welches die gröſste Abkühlung erzeugte,

und in ein Calorimeter gebracht, dann die Galvanometernadel auf 0° geführt durch richtige Einstellung des Widerstandes im anderen Zweige, und dieser Zustand erhalten, bis das Wasser im Calorimeter eine gewisse Temperatur erreicht hatte. Wurde darauf das Gas durch ein anderes ersetzt, so mufste der Platindraht im Quecksilber verschoben werden, um die Galvanometernadel wieder auf 0 zurückzuführen. Wenn nun auf diese Weise der Widerstand des Drahtes thatsächlich auf die frühere Gröfse zurückgebracht war, so zeigte sich, dafs die Erwärmung im Calorimeter der früheren gleich blieb, ganz wie es nach der von Clausius gegebenen Erklärung dieser Erscheinung zu erwarten war (vergl. Berl. Ber. 1852. p. 479); hiernach beruht dieselbe nämlich nur auf der Widerstandsveränderung, welche der Draht durch seine ungleichartige Abkühlung in verschiedenen Atmosphären erfährt. Als Rheostat wurde bei diesen Versuchen ein in ein Quecksilberrohr tauchender, ausgespannter Platindraht angewandt, und es wurde dem ihn durchlaufenden Stromantheile im Differentialgalvanometer nicht durch den ganzen, das Glühen erregenden Stromzweig, sondern wiederum durch einen Zweig desselben das Gleichgewicht gehalten.

Die Versuche, welche Hr. Robinson über die Erwärmung der Leitungsdrähte angestellt hat, fallen in das Jahr 1849, und zwar noch vor diejenigen von Grove (Berl. Ber. 1849. p. 287, 1853. p. 488), und bestätigen ebenfalls die von Clausius gegebene Erklärungsweise. Bei denselben wurde die Stromstärke durch ein Galvanometer, der Widerstand des Drahtes durch einen Rheostaten, und die Temperatur desselben durch ein empfindliches Pyrometer bestimmt. Zuerst werden Versuchsreihen angegeben, welche die schnelle Zunahme des Widerstandes mit zunehmender Stromstärke, sowohl im lufterfüllten als im luftleeren Raume, darthun; dann wird gezeigt, dafs diese Widerstandsvergröfserung nicht etwa eine unmittelbare Folge der Stromverstärkung, sondern der Temperaturerhöhung sei; denn als der Draht mit verdünntem Alkohol umgeben wurde, der seine Erwärmung verhinderte, war sein Widerstand sogar weit geringer, als er in der Luft bei sechsmal kleinerer Stromstärke gewesen war. Um den endlichen Einflufs des Drahtwiderstandes auf die erwärmende Kraft des

Stromes zu prüfen, liefs Hr. Robinson den zu erhitzenden Draht durch eine Röhre gehen, welche erst mit Luft gefüllt und von einer zweiten, Wasser enthaltenden umgeben war. Die so erhaltene Erwärmung wurde nun mit der verglichen, welche zum Vorschein kam, wenn ein Theil des Wassers dazu benutzt war, das innere Rohr gänzlich zu füllen, um zu erfahren, ob die Erwärmung dem Drahtwiderstande, wie er ursprünglich war, oder wie er in Folge der Stromwirkung geworden ist, proportional sei; es ergab sich hieraus, dafs man das Joule'sche Gesetz so fassen mufs: die Wärmeerregung ist dem Quadrate der Stromstärke und dem jedesmaligen Widerstande des Drahtes, wie er durch die Erwärmung geworden ist, proportional. *Bz.*

P. Riess. Ueber die Neef'sche Lichterscheinung. Pogg. Ann. XCI. 290-295†; Berl. Monatsber. 1854. p. 10-10; Inst. 1854. p. 147-147, p. 281-281; Fechner C. Bl. 1854. p. 317-317; Ann. d. chim. (3) XLI. 205-206; Arch. d. sc. phys. XXVI. 128-133.

Hr. Riess benutzte zur Untersuchung der bekannten Neef'schen Lichterscheinung einen selbstunterbrechenden Inductionsapparat, dessen oscillirende Zunge nach Belieben nur beim Heraufgehen oder beim Herauf- und Hinabgehen einen Strom schlofs. Ueber und unter der Zunge waren Spitzen angebracht, deren eine die Leitung des Stromes einer Daniell'schen Kette, die andere die einer zweiten vermittelte. Man war dadurch im Stande, sich nur einen oder zwei Oeffnungsströme bei jeder vollen Schwingung der Zunge zu verschaffen, und konnte diese beiden Ströme, je nach der Stellung der Ketten, in gleichem oder im entgegengesetzten Sinne bekommen. Ein niedriger Glascylinder trug an seinen beiden messingenen Bodenflächen zwei in Kugeln endende Stäbe, so dafs die Kugeln im Innern auf eine halbe Linie einander genähert waren. In diesem wurde die Luft auf zwei Linien Quecksilberdruck verdünnt; dann wurden beide Ströme im entgegengesetzten Sinne hindurchgeführt. Beide Kugeln und ihre Stiele wurden von lavendelblauem Lichte bedeckt, die Kuppen der Kugeln leuchteten kornblumenblau. Hatten beide Ströme gleiche Richtung, so leuchtete nur die negative Kugel. Ohne

oscillirende Zunge wurde die Erscheinung auch beobachtet. Auf einem Brette war eine Metallplatte befestigt; von oben konnte derselben eine Platinspitze durch eine Schraube genähert werden. Beide Metallstücke wurden mit den Enden der Inductionsspirale verbunden, dann wurde die Spitze allmählig der Platte genähert; so lange keine Funken oder krummlinige Funkenlinien übergingen, war kein locales Licht zu sehen; als bei gröfserer Näherung die Funkenlinien gerade und silberweifs wurden, zeigte sich das einseitige blaue Licht; an der Spitze war dies um so gröfser, je schärfer dieselbe war. Die weifsen sprühenden Funken bestehen aus fortgerissenem Platin; sie waren am stärksten, wenn an der Schraube ein dünner Platindraht befestigt war, schwächer, wenn die Spitze aus der von Siemens und Halske gebrauchten Platinlegirung bestand. Hr. Riess erklärt diese Lichterscheinung in freier Luft für identisch mit der im luftverdünnten Raume; der Funke zerreifst die Luft, und erzeugt einen luftverdünnten Raum; folgen die Funken schnell auf einander, so wird die eine Verdünnung noch nicht aufgehoben, bis die andere eintritt. Die Elektricität geht also in der That stets durch einen luftverdünnten Raum, und erscheint deshalb an den positiver Elektrode als Büschel, an der negativen als Glimmlicht. Die ganze Neef'sche Erscheinung ist dadurch zwar keineswegs erklärt, aber doch auf längst (durch Faraday) bekannte Thatsachen zurückgeführt.

Bz.

Quet. Stratification de la lumière électrique. Cosmos IV. 699-700†; Dingler J. CXXXII. 74-74†; Jahresber. d. Frankfurt. Ver. 1852-1853. p. 23; Z. S. f. Naturw. III. 395-395.

Wenn man ein elektrisches Ei möglichst luftleer macht, dann über einem mit Holzgeist, Terpenthinöl, Naphtha, Alkohol, Schwefelkohlenstoff, Zinnchlorid etc. gefüllten Gläschen momentan öffnet, und endlich die Luft von Neuem möglichst auspumpt, so zeigt das durch Anlegung eines Inductionsapparates entstehende Licht eine Reihe glänzender Schichten, welche durch dunkle Streifen von einander getrennt sind. Hr. Quet schliefst daraus, dafs das Licht im Ei überhaupt aus solchen abwechselnden

Schichten bestehe, deren jede einer Hammerbewegung des Apparates entspreche, so dafs wir also eigentlich eine Reihe wellenartiger Fortpflanzungen des Lichtes sehen müfsten, welche man in der That klar unterscheiden könne, wenn man die Hammerbewegung nicht dem Apparate überlasse, sondern langsam mit der Hand ausführe. *Bz.*

R. Böttger. Ueber einige neue Thatsachen in Betreff des elektrischen Stroms und des elektrischen Lichts. Jahresber. d. Frankfurt. Ver. 1853-1854. p. 19-20†.

Hr. Böttger theilt mit, dafs er die eben erwähnten Versuche Quet's mit Erfolg wiederholt habe, und dafs das Lichtphänomen besonders glänzend hervortrete, wenn man nach Grove's Angabe [1]) vor der Verdünnung der Luft ein Stückchen trockenen Phosphors in das elektrische Ei bringe. Auch sei er durch ein in den Kreis eingeschaltetes Galvanometer von der Wahrheit der Behauptung Quet's überzeugt worden, dafs die mit verschiedenen Dämpfen erfüllten Vacua wirkliche Leiter des elektrischen Stromes sind. Habe dagegen das Vacuum eine gewisse Höhe noch nicht erreicht, so zeige die Galvanometernadel keine Ablenkung. *Kr.*

J. P. Gassiot. On some experiments made with Ruhmkorff's induction coil. Phil. Mag. (4) VII. 97-99; Cosmos IV. 440-443†.

Ein Theil der angestellten Versuche ist bekannt, einige Thatsachen sind aber besonders scharf hier hervorgehoben, während man sonst nicht immer Acht auf dieselben gehabt hat. Die Funken sprangen in freier Luft an der Unterbrechungsstelle des secundären Drahtes bei $\frac{1}{10}$ Zoll Entfernung über. Durch die Flamme einer Weingeistlampe sprangen sie 1 bis 2 Zoll weit; wurden die Belege einer Leidener Flasche mit den beiden freien Drahtenden verbunden, so vergröfserte sich die Intensität der Entladung bedeutend. Wenn die Drahtenden Platindrähte sind, welche $\frac{1}{10}$ Zoll weit von einander abstehen, so wird der negative Draht rothglühend. Bei Umkehrung des Stromes erkaltet er sogleich,

[1]) Phil. Trans. 1852. p. 100†; Cosmos VI. 502-502†.

und der andere Draht wird heifs. Die Erwärmung tritt also beim inducirten Strom am negativen Pole, dagegen beim primären Strom am positiven Pole auf. Um diesen Unterschied bestimmter nachzuweisen, wurde zwischen die beiden Drahtenden ein mit Jodkaliumlösung angefeuchtetes Fliefspapier gebracht. Der Pol, an dem das Jod ausgeschieden wurde, also der negative Pol für den Oeffnungsstrom, blieb kalt. Weiter beschreibt Hr. Gassiot die Einwirkung der Inductionsdrähte auf das Elektroskop und die bekannten Lichterscheinungen, die er dann in folgender Form hervorbringt. Auf den Metallteller einer Luftpumpe wird ein Becherglas gesetzt, welches mit Ausnahme des Randes innen mit Stanniol belegt ist. Ueber dieses wird eine Glocke gedeckt, durch deren Stopfbüchse ein Draht bis an die Zinnbelegung reicht. Dieser Draht ist mit einem, der Teller der Luftpumpe mit dem anderen Ende der Inductionsspirale verbunden. Wenn die Glocke leer gepumpt ist, so entwickelt sich die Lichterscheinung vom Boden des Gefäfses her, und nimmt endlich die Gestalt an, als flösse eine materielle Lichtsubstanz über die Ränder des Glases über. Eine Talk-, Glimmer- oder Glasplatte, auf welcher in bekannter Weise durch unterbrochene Stanniolstreifen Figuren gebildet sind, giebt schön leuchtende Funkenbilder unter Entwickelung eines starken Ozongeruches. Eine vier Fufs lange, zwei Zoll weite Glasröhre, welche luftleer gepumpt ist, füllt sich ganz mit Licht, wenn die beiden Metallverschlüsse mit den Enden der Inductionsspirale verbunden werden. *Bz.*

J. P. Gassiot. On the heating effects of secondary currents. Athen. 1854. p. 1177-1177; Inst. 1854. p. 424-424†; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 68-68.

Diese Mittheilung enthält noch einige weitere Angaben über denselben Gegenstand. Wenn die beiden Platinenden der Inductionsspirale in ein Thermometerrohr geschmelzt werden, so wird kein Ende erhitzt, aber die ganze Röhre wird mit einem glänzend weifsen Licht erfüllt. Wenn man irgend welche Theile der Röhre zu Kugeln bläst, so breitet sich die Beleuchtung auch in diesen aus. Geschieht die Entladung in einer gröfseren Kugel

oder in einer Glasröhre von etwa einem Zoll Durchmesser, so erhitzt sich der negative Draht bedeutend. Hr. GASSIOT bemerkte, dafs die Glasröhre während der Versuche geschwärzt wurde. Als der Apparat so aufgestellt war, dafs die Entladung im Rohre immer dieselbe Richtung hatte, wurde die Röhre durch Bleireduction am negativen Ende schwarz, das Glas schien in regelmäfsigen Schichten oxydirt, am meisten in der unmittelbaren Nähe des negativen Drahtes. Das andere Ende bleibt klar, auf einer kleinen Strecke des positiven Platindrahtes aber bildet sich ein schwarzer Beschlag. An diesem Ende entsteht jedesmal die sehr glänzende Lichterscheinung. Bei allen diesen Versuchen war die Luft zuvor aus der Röhre gepumpt. *Bz.*

OSANN. Das NEEF'sche Lichtphänomen. Verh. d. Würzb. Ges. IV. 232-234†.

Hr. OSANN führt Gründe für seine Ansicht an, dafs das Licht am negativen Pole diesem nicht eigen sei, sondern vom positiven Pole dorthin übertragen werde. Diese Gründe sind: 1) dafs die positive Elektricität eine gröfsere Expansibilität besitzt, als die negative, und 2) dafs die Inductionselektricität Eigenschaften der Spannungselektricität besitzt. Das erstere wird dadurch bewiesen, dafs von dem positiven Conductor einer Elektrisirmaschine aus einer Spitze ein gröfserer Lichtbüschel ausströmt als aus dem negativen, dafs sich die Kugel eines auf dem negativen Conductor stehenden Quadrantelektrometers stärker senkt, wenn dasselbe mit einem Halbleiter berührt wird, als die des positiven, dafs beim Durchschlagen durch ein Kartenblatt die durch die positive Elektricität aufgeworfenen Ränder höher sind und dafs ein leichter Körper zwischen den Kugeln eines allgemeinen Ausladers immer von der positiven zur negativen Seite bewegt wird. In Bezug auf das Freiwerden der Wärme spricht Hr. OSANN stets vom positiven Pole primärer Säulen, ohne auf die Umkehrung im Inductionsapparate Rücksicht zu nehmen. *Bz.*

T. du Moncel. Expériences sur les courants d'induction de la machine de Ruhmkorff. Inst. 1854. p. 59-60; Cosmos IV. 211-212†.

Ein Voltameter wurde mit Wasser gefüllt und mit dem einen Pol des Inductionsapparates verbunden; dann wurde Oel auf die Oberfläche gegossen, und mit dem anderen Drahte Funken aus derselben gezogen. Im Inneren des Oels entsteht eine grüne Lichterscheinung. Im Alkohol ist die Lichterscheinung lebhaft roth. Ein leichter Körper, welcher in der Mitte zwischen den beiden Polen angebracht wird, geht immer nach demjenigen Leiter, von welchem der Funke ausgeht; ist der Körper nicht in der Mitte, so geht er nach dem näheren Leiter. *Bz.*

T. du Moncel. Note sur les éclairs en boule. C. R. XXXVIII. 408-409†; Inst. 1854. p. 75-76.

Hr. du Moncel erklärt die kugelförmigen Blitze als entsprechend denjenigen Lichterscheinungen, welche er an schlecht leitenden Körpern mittelst des Inductionsapparates hervorrief (Berl. Ber. 1853. p. 494). Die völlig feuchte Atmosphäre spiele hierbei die Rolle eines vollkommenen Leiters, während die den Feuerkugeln in der Regel vorhergehenden Blitze die Continuität der Leitung unterbrechen, und dadurch, wie an jenen schlechten Leitern, die rothen Lichtkugeln erzeugen. Das Nähere der Auseinandersetzung dieser Analogie ist in dem in den C. R. gegebenen Auszuge nicht mitgetheilt. *Bz.*

---

du Moncel. Réactions des courants d'induction à travers des lames isolantes. Cosmos IV. 167-168†; Inst. 1854. p. 46-47.

Die Gegenstände, welche diese nicht vollständiger mitgetheilte Arbeit behandelt, sind: 1) Eine Metallplatte kann durch zwei isolirende Platten hindurch mittelst des Inductionsapparates durch Influenz elektrisch gemacht werden. 2) Leichte Körper werden zwischen den Polen, und durch isolirende Platten von denselben getrennt, hin- und herbewegt, wie Hollundermark-

kügelchen beim Volta'schen Hagel. 3) Diese Erscheinung kann auch durch einen Pol erzeugt werden, wenn der andere ein guter Leiter ist. 4) Flüssigkeiten und die Flamme werden durch den Strom nicht bewegt. 5) Die Lichterscheinung im elektrischen Ei kann von aufsen her durch die Wände hindurch durch einen vom Strome isolirten Körper abgelenkt werden (eine Erscheinung, welche Siemens schon vor längerer Zeit an seinen luftleeren Blitzableitern beobachtete). *Bz.*

---

du Moncel. Nouvelles expériences sur les courants d'induction. Mém. d. l. Soc. d. Cherbourg II. 207-208†.

Den eben mitgetheilten Beobachtungen wird noch die folgende hinzugefügt. Die Funken, welche aus der isolirten Platte gezogen werden konnten, waren am stärksten, wenn nur ein Pol mit einer der Belegungen in Verbindung stand. Sie waren dann sogar stärker, als wenn sie aus dem Pole selbst gezogen wurden. Dies folgt aus der Ansammlung der Ladung, welche in diesem letzten Falle stattfindet, und welche im anderen nicht statthat, weil sich dann zwei entgegengesetzte Ladungen zu gleicher Zeit in demselben Leiter entwickeln. Auf dieselbe Weise erklärt sich dann auch die tanzende Bewegung der Eisenfeile. *Bz.*

Savare. Sur les diverses manières de mettre le feu aux mines par l'électricité, et en particulier par la machine à induction de M. Ruhmkorff. Cosmos IV. 492-497; C. R. XXXVIII. 804-806†; Inst. 1854. p. 159-160; Dingler J. CXXXIII. 113-115; Z. S. f. Naturw. III. 483-483; Arch. f. Artill. Off. XXXVI. 237-243.

Die Hauptaufgabe bei diesen Versuchen war, beliebig viele Minen schnell hinter einander durch den Apparat zu sprengen. Zu dem Ende gehen von der Hauptleitung desselben seitlich eine beliebige Anzahl von Nebendrähten zu den einzelnen Minen; jede Seitenleitung ist innerhalb des Zündsatzes auf eine kleine Strecke unterbrochen und dann mittelst eines leicht schmelzbaren Drahtes

zur Erde abgeleitet. Wird der Apparat in Thätigkeit gesetzt, so springt die erste Mine, der Leiter schmilzt ab, und die Leitung, welche nun keine Fortsetzung mehr findet, mufs durch den zweiten Zündsatz gehen, u. s. f. *Bz.*

G. Verdu. Note relative à de nouvelles expériences sur l'application de l'électricité à l'explosion des mines militaires. C. R. XXXVIII. 1024-1026†; Inst. 1854. p. 211-211; Dingler J. CXXXIII. 115-118.

Hr. Verdu hat seine Versuche mit dem Ruhmkorff'schen Apparate (Berl. Ber. 1853. p. 568) in gröfserem Maafsstabe fortgesetzt, und verschiedene Stoffe als Zündsubstanzen angewandt. Er schliefst sich nicht der Benutzung der Seitenleitungen an, sondern zündet, so viele Minen er kann, in einer Leitung. Es gelang ihm dabei nicht, die Zahl sechs zu überschreiten. *Bz.*

T. du Moncel. Note sur l'explosion des mines par l'électricité. C. R. XXXIX. 649-651†; Inst. 1854. p. 337-337, p. 339-341; Z. S. f. Naturw. IV. 306-307; Dingler J. CXXXV. 370-371.

Zu diesen Versuchen, welche mit sehr bedeutenden Pulvermassen angestellt wurden, bediente sich Hr. du Moncel eines Inductionsapparates, dessen Strom er dadurch fast gleichzeitig zu fünf Minen leitete, dafs er fünf an einem schnell rotirenden Rade von Guttapercha befestigte Messingstreifen mit den fünf Minen verband, und dieselben gegen eine mit dem funkengebenden Drahtende des Apparates verbundene Feder schleifen liefs. *Bz.*

W. S. M. van der Willigen. Ueber Licht- und Wärmeerscheinungen bei einer kräftigen galvanischen Batterie; Bildung des Lichtbogens zwischen Metall und Flüssigkeit und Auftreten von Licht an einer der in die Flüssigkeit getauchten Elektroden. Pogg. Ann. XCIII. 285-296†; Arch. d. sc. phys. XXVII. 312-314.

Nach einem historischen Ueberblick der früheren Erfahrungen über galvanische Lichterscheinungen in Flüssigkeiten beschreibt

Hr. Van der Willigen seine mit einer 40paarigen Bunsen'schen Kette angestellten Versuche. Waren die beiden Poldrähte von Platin, die Flüssigkeit unverdünnte Schwefelsäure, und wurde zuerst der negative Draht eingetaucht, dann der positive an die Flüssigkeit gebracht, so glühte er auf 3 bis 4 Millimeter Länge; wurde der letztere tiefer eingetaucht, so leuchtete er noch ungefähr 1,5 Centimeter in der Flüssigkeit, wobei sich rothe Punkte auf ihrer Oberfläche bewegten. Mit der negativen Elektrode trat, wenn man sie eben so weit eintauchte, ungefähr dasselbe ein; war der Versuch schon mehrmals wiederholt, so konnte man mit dem negativen Draht an der Flüssigkeitsgränze lavendelblaue, mit dem positiven nur kleine gelbe Funken erhalten. Bei noch tieferem Einschieben zeigte die negative Elektrode unten einen lavendelblauen Kranz. War die positive Elektrode ein Eisendraht, die negative ein Platindraht, so begann nicht der zuletzt eingetauchte Platindraht zu glühen, sondern gegen die Regel der positive Eisendraht. Die Flüssigkeit wurde dabei, wahrscheinlich durch Schwefelausscheidung, trüb. Mit verdünnter Schwefelsäure liefs sich kein Glühen gegen die Oberfläche erhalten; sonst waren die Erscheinungen ähnlich. Wurde als positive Elektrode eine baumwollene Schnur in die Säure gebracht, und dann der zuletzt einzutauchende Draht gegen die Schnur gedrückt, so verschwand die berührte Stelle der letzteren spurlos, und der Draht erglänzte in lavendelblauem Licht, wenn er negativ, gelblichroth, wenn er positiv war. An der Oberfläche von Kochsalzlösung konnte ein kleiner, gelb leuchtender Lichtbogen erhalten werden; keine der Elektroden leuchtete in der Flüssigkeit. Schwefelsaure Kalilösung verhielt sich ähnlich; der kleine Lichtbogen war violett. Quecksilber als Flüssigkeit verhielt sich so, wie es in Folge der stärkeren Erwärmung der positiven Elektrode zu erwarten war. Der Verfasser schliefst aus seinen Versuchen, dafs die Flüssigkeiten wohl als Elektroden für die galvanischen Glüherscheinungen dienen können, und fügt noch eine Beobachtung hinzu, welche er mit einer von de la Rive beschriebenen für identisch hält, nämlich über das Geräusch, welches man erhält, wenn der eine Pol eines starken Elektromagnets selbst als Elektrode eines Lichtbogens dient. *Bz.*

A. de la Rive. Observations sur les recherches de M. Van der Willigen. Arch. d. sc. phys. XXVII. 314-315†.

In dieser Notiz bemerkt Hr. de la Rive, dafs die meisten in der vorigen Arbeit mitgetheilten Ergebnisse lange bekannt seien, z. B. die an Quecksilber gemachten Beobachtungen durch ihn selbst seit 1847 (oder, hätte er besser sagen können, durch Tyrtow seit 1846, siehe Berl. Ber. 1846. p. 401). Die zuletzt erwähnte Erscheinung aber sei mit der von ihm beobachteten nicht zu verwechseln, da Van der Willigen eine zu schwache Säule angewandt habe, um dieselbe wahrzunehmen. *Bz.*

G. A. Pichon. Anwendung des elektrischen Lichtes zum Schmelzen der Erze. Dingler J. CXXXI. 415-415†; Pract. mech. J. 1854 Febr. p. 256.

Die Eisenerze oder andere Erze werden mit einem Zusatz von ungefähr 1 Procent Holzkohle oder Coke fortwährend zwischen die Pole zweier grofser Elektroden (?) geschüttet, welche in einem grofsen Ofen angeordnet und wie gewöhnlich zur Hervorbringung des elektrischen Lichtes mit einer galvanischen Batterie verbunden sind. In dem Augenblick, wo das Erz durch das galvanische Licht fällt, schmilzt es, und gelangt nebst der Schlacke in einen Behälter, welcher von unten erhitzt wird. Die Elektroden sind 9 Fufs lange Prismen (von Kohle?), die einander durch Schrauben genähert werden können. *Bz.*

Duvivier. Réduction à l'état métallique de l'aluminium d'un morceau de disthène fondu dans la flamme électrique. C. R. XXXVIII. 1066-1067†; Inst. 1854. p. 210-210; Chem. C. Bl. 1854. p. 576-576; Erdmann J. LXII. 376-376.

Hr. Duvivier brachte ein kleines Stück Disthen in den elektrischen Lichtbogen einer 80paarigen Bunsen'schen Kette. Der sonst schwer schmelzbare Körper war nach drei oder vier Minuten ganz geschmolzen und zersetzt; auf der Oberfläche der geschmolzenen Masse zeigte sich metallisches Aluminium. Kleine

Kügelchen desselben Metalles wurden theils herausgeschleudert, theils in der geschmolzenen Masse zurückgehalten. *Bz.*

F. Pekarek. Ueber elektrische Lampen. Wien. Ber. XII. 263-274†; Z. S. f. Naturw. V. 56-57.

Der beschriebene Lampenapparat ist eine selbstregulirende Vorrichtung, in welcher der eine eiserne Kohlenträger durch die Wirkung des Stromes in eine vom Strome durchlaufene Spirale hineingezogen wird. Dieser Anziehung wird durch eine Feder das Gleichgewicht gehalten, welche so genau ausgeglichen werden kann, daſs der Apparat schon mit 10 bis 12 Bunsen'schen Ketten kräftig wirkt. Die nähere Beschreibung hat nur technisches Interesse.

Auſserdem beschreibt Hr. Pekarek noch einen kleineren Neef'schen Hammerapparat, welcher mit einem Stromwender und einer verschiebbaren Lampe versehen ist, um die verschiedene Gestalt der Funken entweder subjectiv zu beobachten, oder auf eine Wand zu projiciren. *Bz.*

J. Duboscq. Lampe électrique perfectionnée. Cosmos V. 720-722†.

Auch Hr. Duboscq beschreibt eine Verbesserung eines Selbstregulators. Bei dem früheren Apparate hatte der durch den Strom bewegte Anker nur dafür zu sorgen, daſs die Kohlen in einer bestimmten Entfernung von einander blieben; waren sie zu weit von einander getrennt und durch den Mechanismus an einander gedrückt, so muſste man warten, bis sie durch Abbrennen wieder in die gehörige Entfernung kamen. In dem neuen Apparate wirkt derselbe Elektromagnet auf zwei Anker, bald auf den einen, bald auf den anderen, je nach der Stärke des Stromes, um die entgegengesetzten Bewegungen der Annäherung und Entfernung der Kohlen hervorzubringen. *Bz.*

P. A. L. de Fontainemoreau. On improved mode of regulating the electric light. Mech. Mag. LX. 161-161.

Delbuil et fils. Éclairage électrique. C. R. XXXVIII. 812-813†; Cosmos IV. 533-534; Dingler J. CXXXII. 319-319, CXXXVI. 404-405; Polyt. C. Bl. 1854. p. 823-824, 1855. p. 1132-1133; Technologiste 1855 Juillet p. 526; Génie industr. 1855 Février p. 109.

Notizen von rein technischem Interesse. *Bz.*

E. Elektrochemie.

C. F. Schönbein. Ueber die chemischen Wirkungen der Elektricität, der Wärme und des Lichtes. Verh. d. naturf. Ges. in Basel I. 18-67†; Z. S. f. Naturw. IV. 307-309; Erdmann J. LXV. 129-173.

Die chemischen Wirkungen, welche unter Beihülfe physikalischer Einflüsse stattfinden, hat Hr. Schönbein auf die Einwirkung desjenigen Elementes zurückgeführt, über dessen zweiseitigen Charakter wir seinen Untersuchungen so viele Aufschlüsse verdanken. An dieser Stelle ist es nur die eine physicochemische Veränderung, welche zu besprechen ist: die Elektrolyse. Die Betrachtungen, welche über diese angestellt werden, sind in der Hauptsache folgende. Im Wasser ist der Sauerstoff in einem Zustande vorhanden, der wesentlich verschieden ist von dem des freien ozonisirten Sauerstoffs. Könnte man durch gewisse Umstände den an Wasserstoff gebundenen Sauerstoff, wie den freien, ozonisiren, so würde seine Verwandtschaft zum Wasserstoff geändert, wohl gar gelöst werden; es würde also eine Wasserzersetzung stattfinden, ohne dafs irgend eine Anziehung oder Abstofsung vorhanden zu sein brauchte. In der That lehrt die Erfahrung, dafs der elektrolytisch entwickelte Sauerstoff mit dem ozonisirten die oxydirende Wirkung gemein hat, und sich auch durch den Geruch als zum Theil mit ihm gleichartig verräth; und selbst wenn, wie aus Baumert's Versuchen hervorgeht, der ozonisirte Sauerstoff hier nicht frei abgeschieden wird, sondern mit dem Wasser ein Wasserstoffsuperoxyd gebildet hat, so zeigt dies, dafs der elektrolytisch ausgeschiedene Sauerstoff stark oxy-

dirende Wirkungen besafs; auch haben die Versuche von Meidinger eine Bildung von $HO + \dot{O}$, wobei $\dot{O}$ den ozonisirten Sauerstoff bezeichnet, nachgewiesen. Dafs dennoch bei Weitem der gröfste Theil des Sauerstoffs nicht ozonisirt ausgeschieden wird, ist der Einwirkung des Stoffes zuzuschreiben, welcher als Elektrode dient, z. B. des Platins, wie sich denn auch die kleine Menge des wirklich erzeugten $HO + \dot{O}$ durch Einwirkung des Platins in HO und O zerlegen läfst. Bei den übrigen Sauerstoffverbindungen nach der Formel RO kann man sich die Zersetzung ganz ebenso vorstellen; zu ihnen gehören auch die Salzbilder, welche als oxydirte Materien zu betrachten sind. Dafs sich bei der Zersetzung dieser Körper, wenn sie ohne Auflösungsmittel, also durch Schmelzung flüssig gemacht sind, nicht ebenfalls höhere Oxydationsstufen erzeugen, rührt von der hohen Temperatur her, bei welcher die Zersetzung stattfindet.

Dafs die Abscheidung des anderen Elementes, also z. B. bei der Wasserzersetzung die des Wasserstoffes, nicht ebenfalls an der positiven Elektrode statthat, ist der fortführenden Wirkung, welche der Strom überhaupt vom positiven zum negativen Pole hin ausübt, zuzuschreiben. Dabei findet dann etwas Aehnliches statt, wie es schon Grotthuss in seiner Theorie angenommen hat; es vereinigt sich nämlich jedes Wasserstoffatom mit dem Sauerstoffatom des Wassermolecüls, welchem es zunächst begegnet, und macht dadurch das folgende Wasserstoffatom frei. Dafs dabei dasselbe Sauerstofftheilchen sich einmal von einem Wasserstofftheilchen trennt, und zugleich mit einem anderen verbindet, ist eine Erscheinung, welche viele Analogieen hat: die Elektricität kann Wasser in seine Bestandtheile zerlegen, und wieder Wasser aus seinen Bestandtheilen bilden, ebenso Chlor mit Wasserstoff vereinigen und beide von einander trennen etc.; und wenn man einerseits annehmen mufs, dafs einer Oxydation erst die Ueberführung von O in $\dot{O}$ vorangehen mufs, andererseits, dafs die Wasserzersetzung durch eine Ozonisirung des an Wasserstoff gebundenen Sauerstoffes eingeleitet wird, so zeigen sich die Bedingungen für die Elektrolyse und für die Synthese wesentlich gleichartig. Dafs dabei die Abscheidung des Wasserstoffes in äquivalenter

Menge stattfindet, entspricht dem von WIEDEMANN aufgefundenen Gesetze (Berl. Ber. 1852. p. 466), nach welchem die Ueberführung der Stromstärke proportional ist. Das Wandern des Sauerstoffes aber ist nur ein scheinbares; er bleibt an der Stelle, an welcher er ausgeschieden wird.

Auch in Bezug auf die Salze kann der Sauerstoff als den Procefs beginnend angesehen werden, ohne dafs man nöthig hätte zu den complicirten Hypothesen Zuflucht zu nehmen, welche gewöhnlich gebraucht werden, um die gleichzeitige Zersetzung von Salz und Wasser zu erklären. Wenn z. B. eine Lösung von schwefelsaurem Natron zersetzt werden soll, so wird der Sauerstoff des ersten Atomes an der positiven Elektrode frei, und das Natrium wandert auf die frühere Weise; gleichzeitig ist von selbst das zugehörige Schwefelsäureatom frei geworden, ohne dafs die Elektricität auf dasselbe zu wirken braucht; das Natrium aber, das nach der negativen Elektrode gewandert ist, wird dort Wasser zersetzen und also Wasserstoff ausscheiden. War dagegen das Salz eines vom Kupfer, Blei u. s. w., so wird an der negativen Elektrode kein Wasser zersetzt, sondern sogleich das Metall selbst ausgeschieden. Die Haloidsalze sind in derselben Weise zu behandeln, da sie, nach der älteren Theorie, als Sauerstoffverbindungen zu betrachten sind.

Auch die Zersetzung mancher Körper durch elektrisches Glühen und überschlagende Funken ist nicht als eine blofse Wirkung der Wärme, die dabei entwickelt wird, sondern als eine unmittelbare Wirkung der Elektricität zu betrachten, und beruht dann ebenfalls auf der Allotropie des Sauerstoffes. Dieser müfste dann im Augenblicke seiner Abscheidung ebenfalls ozonisirt sein; es ist indefs unmöglich, Wasserdampf durch hindurchschlagende Funken vollständig in ozonisirten Sauerstoff und Wasserstoff zu zerlegen, weil die Funken den Sauerstoff eben so gut desozonisiren wie ozonisiren. Dafs bei derartigen Zersetzungen beide Ionen gemischt auftreten, erklärt sich daraus, dafs hier das Wandern der Materie nicht stattfindet.

Aufser dem Sauerstoff sind noch andere Elemente in allotropen Zuständen bekannt, und gerade die Wasserstoffverbindungen dieser Elemente (Kohlenstoff, Phosphor, Schwefel etc.) können

durch den elektrischen Funken zerlegt werden. Möglicherweise könnte diese Zersetzung ebenfalls auf einem Uebergange jener Elemente in den allotropen Zustand beruhen. *Bz.*

N. J. Callan. On the results of a series of experiments on the decomposition of water by the galvanic battery, with a view to obtain a constant and brilliant lime light. Phil. Mag. (4) VII. 73-97†; Brix Z. S. 1854. p. 179-179.

Die Ergebnisse dieser Untersuchungen zerfallen in folgende Einzelnheiten: 1) ein neuer Apparat, um mit vollkommener Sicherheit die gemischten Gase zum Kalklicht zu benutzen; 2) ein neues Voltameter, um die ausströmenden Gase unmittelbar anzünden zu können; 3) ein neues negatives Element, billiger und wirksamer als das platinirte Silber; 4) ein neues Mittel um Eisen gegen den Einfluſs der Witterung zu schützen; 5) eine Methode um ein glänzendes, unterbrochenes Licht durch kleine Batterieen zu erzeugen; 6) eine neue Art, Nebelbilder mit Kalklicht darzustellen; 7) ein neues Sinusgalvanometer zur Messung sehr starker Ströme. Nur einige dieser Gegenstände fallen diesem Berichte anheim.

Der erste Apparat besteht aus zwei ungleich groſsen, luftdichten Eisengefäſsen; aus dem oberen Deckel des gröſseren führt ein Schlauch in den Boden des kleineren, mit Wasser gefüllten. Die gemischten Gase werden durch dieses Wasser gedrückt, und können folglich, wenn sie sich auch im kleinen Gefäſs entzünden sollten, die Explosion nicht in das groſse fortsetzen. Das groſse Gefäſs wird mit elektrolytisch entwickeltem Gasgemenge gefüllt.

Das Voltameter, bei dem alle ausströmenden Gase unmittelbar entzündet werden, besteht ebenfalls aus dickem Eisen; Boden und Deckel waren gegen den cylindrischen Theil des Gefäſses isolirt, aber mit einander verbunden. Zwei Elektroden von Eisenblech, durch Leinwand von einander getrennt, waren zu einer Spirale um einander gerollt, und die eine mit den beiden Böden, die andere mit der Seitenfläche in Verbindung gebracht, welche beide dann mit den Polen der Säule verbunden wurden. In den Deckel wurde der Ausströmungshahn eingeschraubt. Als

Elektrolyt wurde eine Lösung von kohlensaurem Natron angewandt. Die Eisenelektroden wurden später durch Zinnplatten ersetzt, welche mit einer Legirung von Blei und wenig Zinn bekleidet waren. Eine Anzahl solcher Platten wurden in das Voltameter gebracht und je nach der Intensität des zersetzenden Stromes entweder paarweis neben einander oder hinter einander verbunden, um die Batterie selbst nicht zu sehr anzugreifen. Als passendster Elektrolyt wird kohlensaures Ammoniak empfohlen; diese Flüssigkeit schäumt weniger als kaustisches Kali und Natron. Für die letztere Einrichtung erweist sich dann auch die rechteckige Form des Apparates besser als die cylindrische; das Eisen ist innen mit einer Legirung von Blei mit wenig Antimon und Zinn zu überziehen.

Das negative Metall für die Batterie, welches Hr. Callan vorschlägt, ist Zinnblech mit einem Ueberzuge von der genannten Legirung. Es kann platinirt oder mit Borax überzogen werden. Ebenso besteht die Schützung des Eisens gegen äufsere Einflüsse in einem Ueberzuge mit einer der genannten Legirungen. Der Apparat zur Herstellung von intermittirendem Licht ist ein Eisenvoltameter, in welchem das Gas eine Zeit lang gesammelt, und dann eine kurze Zeit hindurch durch einen Hahn ausgelassen wird, welchen ein Uhrwerk öffnet. Hr. Callan empfiehlt solches Licht für Leuchtthürme. Die Anwendung des Kalklichtes auf Nebelbilder ist insofern verändert, als die veränderliche Helligkeit benutzt wird, welche man durch stärkeres oder schwächeres Oeffnen des Gashahnes erhält.

Die Sinusbussole endlich ist in sehr grofsen Dimensionen construirt; ihre Gewinde, deren eins bis sieben angewandt werden können, sind Kreise von 2 Fufs 4 Zoll Durchmesser. Die Magnetnadel kann, wie bei der Gaugain'schen Bussole (Berl. Ber. 1853. p. 537), aus der Ebene dieses Kreisrahmens in einer auf derselben senkrechten Linie entfernt werden, um auch die Messung starker Ströme durch dieses Instrument zu ermöglichen. Aufserdem enthält dieser Aufsatz messende Versuche über die Wirkung verschiedener Batteriezusammenstellungen und technische Notizen. *Bz.*

J. P. Gassiot. On the decomposition of water under pressure, by the galvanic battery. Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 39-41†.

Hr. Gassiot hat die schon oft behandelte Frage über die Zersetzung des Wassers unter hohem Druck wieder aufgenommen. Wenn er auch seine Versuche noch nicht für entscheidend hält, so glaubt er doch aus ihnen schliefsen zu können, dafs das Wasser auch unter hohem Drucke fortfährt zersetzt zu werden, und dafs keine Wiedervereinigung von Sauerstoff und Wasserstoff stattfindet. Mit angesäuertem Wasser gefüllte Glasröhren, welche an beiden Enden geschlossen, und in welche zwei Platindrähte eingeführt waren, sprangen schon bei nicht zu hohem Druck. Eine Kupferröhre, welche den Elektrolyten und, durch ein Loch isolirt angesetzt, die andere Elektrode enthielt, sprang bei einem Druck, welcher auf 52½ Atmosphäre geschätzt wurde. Dann wurden Platinröhren in Stücke Geschützmetall von 6 Zoll Durchmesser eingeschlossen. Der Apparat sprang mit lautem Knall, und zeigte dabei eine Lichterscheinung, bei ungefähr 171 Atmosphären Druck. In einem anderen Apparat wurde Wasser so lange zersetzt, dafs es nach der Angabe eines eingeschalteten Voltameters 110 Cubikzoll Gas hätte entwickeln müssen. In der That wurde diese Quantität frei, als ein Ventil des Apparates unter Wasser geöffnet wurde. Das Gas war dabei unter 275 Atmosphären Druck gewesen. Beim letzten Versuche endlich betrug der Druck 447½ Atmosphäre. Das Gefäfs sprang mit solcher Heftigkeit, dafs das Leder, welches die Oeffnung im Rohr schlofs, durch einen in vier Fufs Entfernung stehenden Hut geschleudert wurde. Die Zersetzung des Wassers hört also auch bei diesem hohen Druck nicht auf, wie auch ein eingeschaltetes Galvanometer das Fortbestehen der Leitung angab. *Bz.*

J. C. d'Almeida. Décomposition par la pile des sels dissous dans l'eau. C. R. XXXVIII. 682-685†; Inst. 1854. p. 119-120; Cosmos IV. 697-699; Chem. C. Bl. 1854. p. 432-432; Erdmann J. LXII. 129-133; Z. S. f. Naturw. III. 282-283; Arch. d. sc. phys. XXVII. 187-191, XXIX. 5-25.

Das Wandern der Ionen bei der Elektrolyse der Salze behandelt Hr. d'Almeida auf folgende Weise. Zwei Gefäfse, welche

eine salpetersaure Silberlösung enthalten, communiciren mit einander durch eine Oeffnung. In das eine Gefäfs taucht eine Platinplatte als positive, in das andere eine Silberplatte als negative Elektrode. Nachdem 140 Milligramm Silber niedergeschlagen waren, fand sich, dafs diese ganz aus dem das Platin umgebenden Gefäfs genommen waren, wenn die Flüssigkeit angesäuert war, aber 67 Milligramm aus dem anderen, wenn sie ganz neutral gehalten wurde. Also ist im letzteren Falle das Silber direct niedergeschlagen, und nicht durch secundäre Wirkung des Wasserstoffs, da im zweiten Gefäfs kein Wasserstoff entwickelt wird; im ersten Falle ist die Abscheidung des Silbers secundär. Im sauren Salz wird das Wasser vorzugsweise zersetzt, weil saures Wasser der bessere Leiter ist; im neutralen Salz wird das Salz vorzugsweise zersetzt, weil es ein besserer Leiter ist als das reine Wasser. Die beiden Gefäfse wurden mit der Lösung eines Alkalisalzes gefüllt, die Flüssigkeit im einen angesäuert, die andere nicht. Im ersteren Gefäfs wurde sehr wenig Salz zersetzt, weil das saure Wasser gut leitet; ähnlich war das Ergebnifs, wenn man ein Alkali zur einen Flüssigkeit setzte. Da sich während der Zersetzung Basis und Säure abscheiden, so treten die entsprechenden Veränderungen in der Zersetzbarkeit durch die Elektrolyse selbst ein. Bei Salzen, welche eine unlösliche Basis abscheiden, findet die Veränderung nur in der Säurezelle statt. Setzt man von Anfang an zur negativen Zelle Säure, zur positiven Basis und wartet, bis sich durch die Zersetzung dieser Zustand umgekehrt hat, so sind wieder ungefähr gleiche Theile Salz in beiden Zellen zersetzt worden.

Hr. d'Almeida ist nach diesen Versuchen der Ansicht, dafs die gänzliche Abscheidung eines Ions aus einem Theil der Flüssigkeit dem Umstande zuzuschreiben ist, dafs die Lösungen nicht neutral gehalten wurden. *Bz.*

L. Soret. Sur la décomposition des sels de cuivre par la pile et la loi des équivalents électrochimiques. C. R. XXXIX. 504-508†; Inst. 1854. p. 322-322; Cosmos V. 336-337; Arch. d. sc. phys. XXVII. 113-133; Ann. d. chim. (3) XLII. 257-277.

Hr. Soret prüfte die Zuverlässigkeit des Gesetzes der festen elektrolytischen Action an Auflösungen von ganz reinem schwefelsaurem Kupferoxyd, welche sowohl neutral als sauer, gesättigt als verdünnt und sogar mit anderen Flüssigkeiten gemischt angewandt wurden. Bei allen diesen Veränderungen schied ein Strom aus der Lösung in derselben Zeit dieselbe Kupfermenge wie aus der reinen concentrirten Lösung. Nur die Beimischung von borsaurem Natron schien eine kleine Störung hervorzubringen, während Zusätze von schwefelsaurem Kali, salpetersaurem Kobaltoxydul, schwefelsaurem Zinkoxyd oder Cadmiumoxyd an der abgeschiedenen Kupfermenge nichts änderten. Die Versuche bestätigen also die Richtigkeit des elektrolytischen Gesetzes innerhalb der Beobachtungsfehler. Bz.

Bunsen. Ueber die Darstellung von metallischem Chrom auf galvanischem Wege. Pogg. Ann. XCI. 619-625†; Erdmann J. LXII. 177-179; Ann. d. chim. (3) XLI. 354-357; Inst. 1854. p. 259-260; Arch. d. sc. phys. XXVI. 342-347; Z. S. f. Naturw. IV. 57-57; Arch. d. Pharm. (2) LXXX. 289-291; Silliman J. (2) XVIII. 266-269; Liebig Ann. XCII. 248-252.

Diese Notiz enthält ein Princip von allgemeiner Wichtigkeit für die Elektrochemie, welches vorzugsweise am Chrom, dann aber auch an einigen anderen Metallen erörtert wird. Die chemische Wirkung eines Stromes an der Polfläche ist von seiner Dichtigkeit abhängig, d. h. von der Intensität dividirt durch die Gröſse der Polfläche. Durch dieselbe Stromstärke kann z. B. aus Chromchloridlösungen am negativen Pol je nach dessen Gröſse Wasserstoff, Chromoxyd, Chromoxydul oder Chrom ausgeschieden werden. Bei den Versuchen wurde die Stromstärke durch eine Tangentenbussole nach absolutem Maaſse gemessen, wobei die veränderliche Constante T (horizontale Componente des Erdmagnetismus) indirect durch voltametrische Versuche bestimmt

wurde. Die Bildung von Wasserstoffsuperoxyden wurde durch schwaches Ansäuern und Erwärmen der Zersetzungsflüssigkeit bis auf 60° C. vermieden, das Wiedervereinigen der Gase durch Amalgamation der Platinelektroden und vollständiges Abdampfen des Quecksilbers durch die Glühhitze. Die gröfste Stromdichtigkeit wurde dadurch erhalten, dafs den negativen Pol der Zersetzungszelle ein in einem Porzellantiegel stehender, mit Salzsäure gefüllter, im Wasserbade erhitzter Kohlentiegel bildete, den positiven ein schmaler Platinblechstreifen, welcher in die von der Salzsäure durch eine kleine Thonzelle getrennte Zersetzungsflüssigkeit tauchte. In dieser Vorrichtung wurden Chrom, Mangan und andere Metalle mit Leichtigkeit aus ihren Chlorüren niedergeschlagen. Das Chrom erschien in spröden Blechen, auf der anliegenden Fläche glänzend, dem Eisen ähnlich, aber beständiger als dieses; von Chlorwasserstoffsäure und verdünnter Schwefelsäure wird es unter Wasserstoffentwickelung aufgelöst, von Salpetersäure selbst im Kochen wenig angegriffen. Bei minderer Stromdichtigkeit bildet sich wasserfreies Chromoxyduloxyd. Das Mangan entstand ebenfalls in Form metallglänzender Bleche, oxydirte sich aber fast so leicht wie Kalium. Wurde die negative Platte durch einen amalgamirten Platindraht ersetzt, so konnten sogar Barium und Calcium aus ihren kochend heifsen salzsauren Lösungen dargestellt werden. *Bz.*

H. S. C. Deville. Procédé de préparation de l'aluminium par la pile. C. R. XXXIX. 325-326†; Inst. 1854. p. 278-279; Cosmos V. 226-227; Chem. C. Bl. 1854. p. 724-725; Chem. Gaz. 1854. p. 363-364; Erdmann J. LXIII. 118-120; Dingler J. CXXXIV. 287-288; Bull. d. l. Soc. d'enc. 1854. p. 536-538; Ann. d. chim. (3) XLIII. 27-31; Liebig Ann. XCII. 257-259.

Hr. Deville scheidet das Aluminium aus Chlor-Natrium-Aluminium, das bei 200° schmelzbar ist, ab. Diese Substanz wird in einem glasirten Porcellantiegel bei der genannten Temperatur erhalten; die negative Elektrode ist ein Platinblech, die positive ein Kohlencylinder, von der anderen durch ein poröses Gefäfs geschieden. Das Aluminium lagert sich auf die Platin-

platte als eine graue, mit Chlornatrium verunreinigte Masse. Sie wird nach dem Erkalten abgebrochen, mit Wasser ausgewaschen und dann in einem Tiegel unter Chlor-Natrium-Aluminium zusammengeschmelzt. Die ersten so erhaltenen Mengen sind sehr unrein, wenn das Material unrein war; die Unreinigkeiten scheiden sich aber gleich Anfangs aus, so dafs die späteren Mengen dem durch Natrium dargestellten Aluminium gleichen. *Bz.*

R. Bunsen. Notiz über die elektrolytische Gewinnung der Erd- und Alkalimetalle. Pogg. Ann. XCII. 648-651†; Dingler J. CXXXIII. 273-275; Cosmos V. 297-299; Chem. C. Bl. 1854. p. 717-717; Inst. 1854. p. 347-348; Chem. Gaz. 1854. p. 407-408; Z. S. f. Naturw. IV. 229-230; Bull. d. l. Soc. d'enc. 1854. p. 538-539; Polyt. C. Bl. 1854. p. 1529-1529; Liebig Ann. XCII. 253-255; Arch. d. Pharm. (2) LXXXI. 181-182.

Hr. Bunsen beschreibt zuerst die Darstellung des Chloraluminiums. Dasselbe wird dann mit einer äquivalenten Menge Chlornatrium erwärmt, und so das unter 200° schmelzende Doppelsalz erhalten. Dies wird nun, wie früher bei Darstellung des Magnesiums beschrieben ist (Berl. Ber. 1852. p. 487), behandelt. Da sich aber das Metall bei niederer Temperatur pulvrig niederschlägt, so wird nach und nach mehr Chlornatrium hinzugefügt, um die Temperatur steigern zu können. In der Weifsgluth werden dann die gebildeten Aluminiumkörner zu einem Regulus zusammengeschmelzt.

Schliefslich theilt Hr. Bunsen noch mit, dafs es Matthiessen gelungen ist, Natrium mit Leichtigkeit auf elektrochemischem Wege darzustellen in Stücken, welche sich unter Steinöl zu quadratliniengrofsen Blechen drücken lassen. *Bz.*

H. S. C. Deville. Préparation de l'aluminium. C. R. XXXIX. 535-535†; Cosmos V. 391-393†.

Bunsen. Remarques concernant la note de M. S. C. Deville. C. R. XXXIX. 771-772†; Inst. 1854. p. 374-375.

H. S. C. Deville. Réponse aux remarques de M. Bunsen. C. R. XXXIX. 901-904†; Cosmos V. 554-556; Ann. d. chim. (3) XLIII. 33-36.

In diesen Bemerkungen wahrt Hr. Deville die Selbstständigkeit seiner Darstellung des Aluminiums und führt Zeugnisse für die Zeit an, in welcher er dieselbe unternommen. Hr. Bunsen erklärt das Verfahren des Hrn. Deville nur für eine Anwendung der von ihm für die Darstellung des Magnesiums und anderer Metalle gegebenen Vorschriften. Der übrige Inhalt der Notizen ist rein chemisch, und behandelt unter anderem die verschiedenen Eigenschaften des Aluminiums, wie man es früher erhielt, und wie jetzt. Hr. Deville erklärt diesen Unterschied daraus, dafs das von Wöhler dargestellte Metall nicht nur seinem Molecularzustande nach verschieden, sondern unrein gewesen sei. *Bz.*

G. Gore. Electro-deposition of aluminium and silicium. Phil. Mag. (4) VII. 227-228; Cosmos IV. 371-372; Chem. C. Bl. 1854. p. 368-368; Silliman J. (2) XVII. 427-427; Dingler J. CXXXIII. 237-238†; Z. S. f. Naturw. III. 487-487; Arch. d. Pharm. (2) LXXX. 296-296.

Hr. Gore will trockenes Thonerdehydrat mit Salzsäure eine Stunde lang gekocht, die Flüssigkeit abgegossen, mit ⅛ Volumen Wasser verdünnt, in dieselbe ein mit verdünnter Schwefelsäure gefülltes poröses Thongefäfs gesetzt, in dieses eine Zinkplatte, in die Thonerdelösung eine Kupferplatte getaucht, beide mit einander verbunden, und dann auf dem Kupfer einen metallischen Aluminiumüberzug erhalten haben. Ebenso wurde ein Siliciumüberzug erhalten aus der Lösung einer Masse, welche durch Zusammenschmelzen von Kieselerde mit kohlensaurem Kali erhalten war. Nicklès bemerkt hierzu sehr richtig, es werde sich wohl Zink auf einer Seite gelöst und auf der anderen niedergeschlagen haben. *Bz.*

Becquerel. Traitement électrochimique des minerais d'argent, de plomb et de cuivre. C. R. XXXVIII. 1095-1101†; Arch. d. sc. phys. XXVI. 270-276; Erdmann J. LXII. 369-376; Dingler J. CXXXIII. 213-219; Chem. Gaz. 1854. p. 359-360; Z. S. f. Naturw. IV. 230-231; Polyt. C. Bl. 1854. p. 1401-1401.

Hr. Becquerel hat der Akademie ein Werk übergeben, in welchem er seine seit 1834 unternommenen Arbeiten über die elektrochemische Gewinnung des Silbers niedergelegt hat. In der vorliegenden Notiz kommt er von der Silbergewinnung bei den Azteken auf seine eigenen Resultate, giebt die Capitel seines Buches an, und bespricht dann noch seine Methoden und deren Anwendbarkeit. Die physikalische Seite dieses Gegenstandes ist in diesen Berichten schon öfter berührt worden. *Bz.*

A. Crosse. On the apparently mechanical action accompanying electric transfer. Athen. 1854. p. 1177-1177, 1855. p. 1093-1093; Inst. 1854. p. 423-423†; Cosmos VII. 459-459; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 66-66, 1855. 2. p. 55-55.

In einem Gefäfs mit verdünnter Salpetersäure befand sich als positive Elektrode eine Goldmünze in Berührung mit einem Stücke kohlensaurem Kalk; es rissen sich ziemlich bedeutende Stücke vom Rande los und nach fünfzigstündiger Wirkung hatte die Münze drei Gran von ihrem Gewicht verloren; ein Glasstab, welcher die Goldmünze gegen den Kalkstein drückte, war bleibend vergoldet. Das Gewicht der losgerissenen Theile war gleich dem Gewichtsverlust der Münze; in der Lösung befand sich kein Gold. Aehnliche Resultate wurden erhalten, als die Salpetersäure durch Schwefelsäure ersetzt wurde. Ein Glasstreifen, welcher auf dem Rande des Glases einen halben Zoll über der Lösung und in gleicher Richtung mit dem Strome lag, war unten mit Gypskrystallen bedeckt, deren jeder rechtwinklig zum Strome stand. Hr. Crosse glaubt, dafs die Reibung der sich entwickelnden Kohlensäure das Losreifsen der Goldtheilchen bewirkte. *Bz.*

Fernere Literatur.

G. Osann. Ueber active Modificationen des Sauerstoffs und des Wasserstoffs. Erdmann J. LXI. 500-503; Z. S. f. Naturw. III. 486-487; N. Jahrb. f. Pharm. II. 33-33.

Technische Anwendung der Elektrochemie.

Literatur.

Muchuy. Étamage de la fonte. Cosmos IV. 115-116.

W. E. Newton. Improvements in depositing metals or alloys of metals. Mech. Mag. LX. 137-137; Repert. of pat. inv. (2) XXIV. 70-74.

— — Improvements in the process of coating cast-iron with other metals, and the alloys of other metals. Mech. Mag. LX. 163-163; Repert. of pat. inv. (2) XXIV. 63-66; Polyt. C. Bl. 1854. p. 1402-1402; London J. 1854 August p. 109.

Black. Zugutemachung der Erze durch die Elektricität. Dingler J. CXXXII. 31-32; Gén. industr. 1853 Nov. p. 258.

Dumont. Zincographie, procédé de gravure électrique. Cosmos V. 292-292; Polyt. C. Bl. 1854. p. 1340-1340; Bull. d. l. Soc. d'enc. 1854. p. 646-646; Repert. of pat. inv. (2) XXVI. 84-84.

Roseleur und Boucher. Verfahrungsarten zum Verzinnen der Metalle. Polyt. C. Bl. 1854. p. 1319-1321; Technol. 1854 Sept. p. 629; Chem. C. Bl. 1854. p. 843-844; Erdmann J. LXV. 250-250; Chem. Gaz. 1855. p. 76-77; Arch. d. Pharm. (2) LXXXIII. 66-66, 173-175; Dingler CXXXVIII. 317-318.

Herren. Sur le laiton galvanique. Bull. d. l. Soc. d'enc. 1854. p. 505-506; Mech. Mag. LXII. 7-7.

Briant. Procédé de dorure galvanique. Bull. d. l. Soc. d'enc. 1854. p. 506-508; Polyt. C. Bl. 1855. p. 157-158; Dingler J. CXXXVI. 58-60; Chem. C. Bl. 1855. p. 493-494; Chem. Gaz. 1855. p. 153-154.

Netter. Production des gravures originales en relief (galvanotypes). Bull. d. l. Soc. d'enc. 1854. p. 591-592.

du Moncel. Distributeur électro-chronométrique pour la galvanoplastie. Mém. d. l. Soc. d. Cherbourg II. 380-381.

F. Galvanische Apparate.

Schönbein. Ueber das indifferente Verhalten einer Platin-Eisenlegirung gegen gewöhnliche Salpetersäure. Polyt. C. Bl. 1854. p. 1461-1461†; Polyt. Notizbl. 1854. p. 287.

Durch Zusammenschmelzen von 99 Theilen gewöhnlichen Drahteisens mit 1 Theil Platin erhielt Hr. Schönbein eine Metalllegirung, die gegen gewöhnliche Salpetersäure sich vollkommen indifferent verhielt, und dies selbst bei einer ziemlich hohen Temperatur. *Kr.*

E. Gressler. Ueber die Fabrication von Kohlencylindern zu galvanoëlektrischen Batterieen. Brix Z. S. 1854. p. 57-60; Dingler J. CXXXI. 437-441†; Polyt. C. Bl. 1854. p. 860-863.

Hr. Gressler theilt sein Verfahren zur Bereitung der Kohlencylinder mit. Dieselben werden aus einer plastischen Masse, welche aus gepulvertem Coke und Steinkohlentheer gemischt ist, in Matrizen von Messing geformt, einige Tage in einem verschlossenen Raume getrocknet, und dann in einem Glühofen ohne directe Berührung der Flamme gebrannt. Die so erhaltene Kohle ist härter als die Bunsen'sche, sehr negativ, und braucht nach dem Brennen nicht weiter bearbeitet zu werden, sondern behält die Gestalt, welche ihr beim Formen gegeben worden ist. *Bz.*

H. Buff. Galvanische Kette, in welche Eisenchlorid als Bestandtheil eingeht. Liebig Ann. XCII. 117-124; Phil. Mag. (4) XI. 139-143; Arch. d. sc. phys. XXVIII. 231-232†; Inst. 1855. p. 148-148; Silliman J. (2) XIX. 420-421.

Die Leichtigkeit, mit welcher Eisenchlorid den Wasserstoff reducirt, und der billige Preis, zu welchem man sich dasselbe verschaffen kann, veranlafsten Hrn. Buff dasselbe in die negative Zelle der Kette einzuführen. Wurde eine Eisenchloridlösung statt der Salpetersäure in eine Bunsen'sche Kette gebracht, so entstand kein constanter Strom; die Kohle bedeckte sich mit einem Gemenge aus metallischem Eisen und Eisenoxyd. Wenn

man aber 4 bis 5 Procent Salzsäure oder Eisenchlorür hinzufügte, so entstand der Niederschlag nicht, und der Strom war in gewissen Gränzen merklich constant. Die Wirkung war noch besser, wenn die verdünnte Schwefelsäure in der Zinkzelle durch Kochsalzlösung ersetzt wurde. Die Kraft und Constanz fand Herr Buff bei dieser Kette kleiner als bei der Bunsen'schen, gröfser als bei der Daniell'schen. *Bz.*

Laborde. Anodes solubles introduits dans l'appareil simple; pile à courant constant. Cosmos V. 62-65; Arch. d. sc. phys. XXVI. 352-355†.

Um den Vortheil, welchen die Auflösung der Kupferanode für die gleichmäfsige Concentration der Kupfervitriollösungen hat, auch in einfachen Ketten, besonders für galvanoplastische Zwecke zu benutzen, giebt Hr. Laborde seinem Apparat folgende Gestalt. Ein Zinkcylinder, aufsen gefirnifst, innen amalgamirt, wird in ein Glas gesetzt; in das Innere desselben ein Kupfergefäfs, mit Kupfervitriollösung gefüllt, während der Raum zwischen beiden Metallen mit verdünnter Schwefelsäure gefüllt wird. In die Kupfervitriollösung taucht eine Platte von Silber oder einem anderen Metall, das negativer als Kupfer ist und mit dem Zink leitend verbunden wird. Diese Platte bedeckt sich mit Kupfer, während das Kupfergefäfs durch seine Auflösung die Lösung auf constanter Concentration hält. Mehrere solche Apparate können auch mit einander verbunden werden. Die durch die Zwischenplatte hervorgebrachte Schwächung soll für den vorgesteckten Zweck nicht von Bedeutung sein. Man sieht nur nicht recht, wozu die Polarisation an einer Stelle aufgehoben wird, wenn man sie an der anderen gerade wieder herstellt. *Bz.*

---

du Moncel. Pile de Bunsen. Mém. d. l. Soc. d. Cherbourg II. 300-300†.

Um die Verbindung der Kohlencylinder mit den Zinkcylindern in der Bunsen'schen Kette mit Sicherheit herzustellen, empfiehlt

Hr. du Moncel, in den oberen Theil der Kohle ein drei bis vier Centimeter tiefes Loch zu bohren, Quecksilber in dasselbe zu gießen und einen Metallpfropf, der mit dem Zinkcylinder verbunden ist, in das Loch zu schieben; von diesem Pfropf geht unten eine Eisenspitze aus, welche in das Quecksilber taucht, und dadurch den Contact vervollständigt. Das salpetersaure Quecksilberoxyd, welches sich durch das Eindringen der Salpetersäure bildet, kann während der Wirkung der Säule in das angesäuerte Wasser geworfen werden, um das Zink zu amalgamiren.

Bz.

Billet. Description de quelques appareils qui facilitent les expériences de l'électricité dynamique, avec quelques expériences à l'appui. Ann. d. chim. (3) XLII. 168-186†.

Der von Hrn. Billet unter dem Namen „distributeur universel" vorgeschlagene Apparat ist dazu bestimmt, bei Vorlesungsversuchen, bei denen es zu umständlich wäre, die jedesmal vortheilhafteste Zusammenstellung der Säule nach dem Ohm'schen Gesetz zu berechnen, oder auch durch Vertauschen der Leitungen auszuprobiren, mit wenig Zeitverlust die richtige Verbindung herzustellen. Der Apparat ist nach demselben Principe construirt wie schon viele andere vor ihm, z. B. der von Strathing und Clarke (vergl. Repert. d. Phys. VIII. 33); in einem Brette befinden sich eine Anzahl von Quecksilbernäpfchen, welche durch Einsetzen passender Drahtvorrichtungen in die gewünschten Verbindungen gebracht werden können; ein Gyrotrop bewirkt das schnelle Umsetzen der Stromrichtung; eine Magnetnadel giebt ein Maafs für die Stromstärke. Es ist leicht, sich die Art des Experimentirens mit diesem Apparate ohne nähere Beschreibung vorzustellen.

Bz.

Reusch. Der Stromwender. Pogg. Ann. XCII. 651-652†.

Dieser Stromwender besteht aus einem hölzernen Cylinderausschnitt, der durch einen Handgriff um seine Axe gedreht werden kann. Auf der Mantelfläche sind flache Messingstreifen

befestigt, deren jeder einen hervortretenden Rücken bildet. Diese Rücken können durch Drehung des Ausschnittes gegen zwei von den Batteriepolen und von den übrigen Theilen der Leitung herkommende Federpaare gedrückt werden, so dafs sie bald die eine, bald die entgegengesetzte Verbindung herstellen. Eine genauere Beschreibung des bequemen Apparates ist ohne Zeichnung nicht wohl möglich. *Bz.*

Fernere Literatur.

P. A. L. de Fontainemoreau. An improved mode of producing an electric current. Mech. Mag. LX. 137-138.

J. Fuller. Improvements in galvanic batteries. Repert. of pat. inv. (2) XXIII. 41-43.

C. L. A. Meinig. Improvements in galvanic batteries. Mech. Mag. LX. 423-423; Repert. of pat. inv. (2) XXIII. 487-490.

G. E. Dering. Improvements in galvanic batteries. Repert. of pat. inv. (2) XXIII. 524-527.

Chester. Telegraph battery. Mech. Mag. LXI. 294-295.

---

36. Elektrophysiologie.

Literatur.

Romershausen. Die Elektricität in Beziehung auf die Salubrität unseres Wohnortes und die therapeutische Anwendung derselben. Dingler J. CXXXI. 57-64.

Boulu. Application de l'électricité à la thérapeutique. Cosmos IV. 222-224.

H. Buff. Ueber die Elektricitätserregung durch lebende Pflanzen. Liebig Ann. LXXXIX. 76-89; Phil. Mag. (4) VII. 122-126; Inst. 1854. p. 138-139; Arch. d. sc. phys. XXV. 331-337; Z. S. f. Naturw. III. 131-133; Ann. d. chim. (3) XLI. 198-202; Fechner C. Bl. 1854. p. 167-171; Arch. d. Pharm. (2) LXXIX. 286-289; N. Jahrb. d. Pharm. I. 115-115.

Alexander. Porte-plume galvano-électrique. Cosmos IV. 453-453, 648-648.

J. Regnauld. Recherches sur les courants musculaires. C. R. XXXVIII. 890-893; Cosmos IV. 599-601; Inst. 1854. p. 205-206; Arch. d. sc. phys. XXVII. 47-50.

A. Burq. Instruments, apparatus, and articles for the application of electro-galvanic and magnetic action for medical purposes. Repert. of pat. inv. (2) XXIII. 396-398.

G. Crusell. Réclamation. Bull. d. St. Pét. XII. 158-160.

J. Marcusen. Mittheilung über das elektrische Organ des Zitterwelses. Bull. d. St. Pét. XII. 203-208.

Leclerc. Influence de l'électricité sur les mouvements de la sensitive. C. R. XXXVIII. 1059-1059; Cosmos IV. 731-731.

du Bois-Reymond. Ueber Ströme, die durch Andrücken feuchter Leiter an metallische Elektroden entstehen. Berl. Monatsber. 1854. p. 288-301.

Helmholtz. Ueber die Geschwindigkeit einiger Vorgänge in Muskeln und Nerven. Berl. Monatsber. 1854. p. 328-332.

G. Robinson. On the disintegration of urinary calculi by the lateral discuptive force of the electrical discharge. Phil. Mag. (4) VIII. 220-223; Proc. of Roy. Soc. VII. 99-102; Inst. 1855. p. 111-111.

du Moncel. Note sur les réactions physiologiques des courants d'induction fournis par les piles de Daniell. C. R. XXXIX. 698-700; Inst. 1854. p. 349-350.

Amussat fils. Nouveaux résultats obtenus de l'emploi de l'électricité comme agent de cautérisation dans le traitement de certaines affections chirurgicales. C. R. XXXIX. 742-743.

J. Regnauld. Note sur un nouveau mode de cautérisation. C. R. XXXIX. 1165-1166; Cosmos V. 702-703; Inst. 1854. p. 446-446.

Gegenbaur, Kölliker, Leydig, H. Müller, Virchow. Bericht über einige an der Leiche eines Enthaupteten angestellte Beobachtungen. Verh. d. Würzb. Ges. V. 14-25.

Billiard. Première étude sur les manifestations électriques des plantes. C. R. XXXIX. 1203-1204; Cosmos VI. 22-22.

F. Arago. Électricité animale. Oeuvres de F. Arago, Notes scientifiques I. 449-458.

T. du Moncel. Substitution de la pile de Daniell à la pile de Bunsen dans les appareils électro-médicaux. Mém. d. l. Soc. d. Cherbourg II. 299-300.

---

37. Elektrodynamik.

Kirchhoff. Mémoire sur la propagation de l'électricité dans une plaque conductrice. Ann. d. chim. (3) XL. 115-127. Siehe Berl. Ber. 1845. p. 451.

— — Mémoire sur les formules qui représentent l'intensité des courants électriques circulant dans un système de conducteurs non linéaires. Ann. d. chim. (3) XL. 327-333. Siehe Berl. Ber. 1848. p. 337.

— — Démonstration des lois de Ohm fondée sur les principes ordinaires de l'électricité statique. Ann. d. chim. (3) XLI. 496-500. Siehe Berl. Ber. 1849. p. 267.

Smaasen. Mémoire sur l'équilibre dynamique de l'électricité. Ann. d. chim. (3) XL. 236-247. Siehe Berl. Ber. 1846. p. 483, 1847. p. 450.

A. Popow. Einwürfe gegen die bestehende Theorie der Bewegung der Elektricität im Innern der Leiter. Erman Arch. XIII. 461-471†.

Hr. Popow geht von der Ansicht aus, man müsse sich in der Theorie der elektrischen Ströme von ähnlichen Principien leiten lassen wie in anderen Theilen der theoretischen Physik. Wie man in der Theorie der Elasticität aus der Proportionalität der Ausdehnung eines elastischen Fadens mit der spannenden Kraft auf die Proportionalität der Molecularverschiebungen mit der Gröfse der wirkenden Kräfte geschlossen habe, oder wie man die Polarität, welche ein Magnet als Ganzes zeigt, auf eine Polarität der einzelnen Molecüle zurückführe, so müsse man zur

Begründung der Theorie der elektrischen Ströme die Art des Uebergangs der Elektricität zwischen Leitern von endlichen Dimensionen genau ermitteln und sie dann auf die Molecüle eines Körpers übertragen.

Die gegenwärtige Theorie der Elektricitätsbewegung gründet sich auf die Annahme, dafs die Elektricität in den Körpern stetig verbreitet sei; und es wird mit Hülfe dieser Annahme eine partielle Differentialgleichung aufgestellt, welche der Fourier'schen Gleichung für die Wärmebewegung ganz analog ist.

Die neue Theorie nehme an, sagt der Verfasser, dafs sich die Elektricität zwischen den Molecülen eines Körpers ganz ebenso verbreite wie die strahlende Wärme (?), und doch zeigen sich grofse Verschiedenheiten. Während die Wärmestrahlung nur von der absoluten Temperatur des strahlenden Körpers, nicht von der Natur der umgebenden Körper abhänge, sei die Anzahl der Funken, welche ein elektrisches Theilchen von sich gebe, sowohl von der elektrischen Spannung als von der Lage der übrigen Theilchen abhängig. Möglicherweise werde der erste Funken eine Aenderung in der Lage der benachbarten Molecüle bewirken; der zweite Funken treffe dann die Theilchen an anderen Stellen, und seine Entladung erfolge nach anderen Gesetzen.

Auch zeigt die Erfahrung, dafs die Verbreitung der Wärme, die das Innere der Körper durchdringt, von der der Elektricität, welche nur an der Oberfläche im Gleichgewicht sein kann, wesentlich verschieden ist. Der Uebersetzer (Erman) weist mit Recht in mehreren Anmerkungen darauf hin, wie die meisten Einwürfe des Verfassers in einer falschen Auffassung der betreffenden Theorie ihren Grund haben. Der letzte Einwand jedoch trifft allerdings die von Ohm gegebene Ableitung der Gesetze der Elektricitätsbewegung, indem die Ohm'sche Gleichung

$$\frac{du}{dt} = k\left(\frac{d^2u}{dx^2} + \frac{d^2u}{dy^2} + \frac{d^2u}{dz^2}\right),$$

in welcher u die „elektroskopische Kraft" bezeichnet und aus welcher, indem man $\frac{du}{dt} = 0$ setzt, die Bedingung für das dynamische Gleichgewicht folgt, mit Fourier's Wärmegleichung völlig identisch ist, daher auch die Bewegung der Elektricität

auf einem Leiter bei gleichem Anfangszustand mit der Bewegung der Wärme völlig übereinstimmen müfste. Aber auf die Mängel der Ohm'schen Herleitung hat schon Kirchhoff[1]) aufmerksam gemacht und eine andere Ableitung der Gesetze der galvanischen Kette gegeben, welche sich an die bekannten elektrostatischen Gesetze anschliefst und in der das Potential V eine ähnliche Rolle spielt wie bei Ohm die elektroskopische Kraft. Die Gröfse des Stroms wird hier proportional gesetzt der Beschleunigungscomponente $\frac{dV}{ds}$, wie sie Ohm der Gröfse $\frac{du}{ds}$ proportional setzt, und daraus folgt die Bedingung für das dynamische Gleichgewicht

$$\frac{d^2V}{dx^2}+\frac{d^2V}{dy^2}+\frac{d^2V}{dz^2}=0,$$

wozu noch die Bedingungen für die Oberfläche kommen. Diese Herleitung giebt natürlich von der Theorie der Wärmeverbreitung gänzlich verschiedene Resultate, obwohl die analytische Behandlung beider Probleme grofse Analogieen darbietet. *Jo.*

R. Felici. Nuova nota sulla propagazione della elettricità voltaica nell' interno di una sfera. Tortolini Ann. 1854. p. 270-272†.

Hr. Felici behandelt die Strömung der Elektricität innerhalb einer homogenen Kugel, wenn die Elektroden an ihrer Oberfläche liegen. Die Bedingungen, welchen die Potentialfunction (oder nach Hrn. Felici die elektrische Spannung) genügen mufs, sind

$$(1)\qquad \frac{d^2U}{dx^2}+\frac{d^2U}{dy^2}+\frac{d^2U}{dz^2}=0,$$

$$(2)\qquad \frac{dU}{dr}=0 \quad \text{für } r=a,$$

wo a den Halbmesser der Kugel bezeichnet.

Seien ϱ_1, ϱ_2 die Abstände der Elektroden vom Mittelpunkt der Kugel, welcher zugleich Anfangspunkt der Coordinaten ist, r_1, r_2 die Abstände eines beliebigen Punktes im Innern der Kugel von den Elektroden.

Der Gleichung (1) genügt ein Ausdruck von der Form

[1]) Berl. Ber. 1849. p. 267.

(3) $U = K\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) + \Sigma A'_n Y'_n r^n - \Sigma A''_n Y''_n r^n$,

wo K, A'_n, A''_n zu bestimmende Constanten, Y'_n, Y''_n die Laplace'schen Kugelfunctionen sind.

Sind φ_1, φ_2 die Winkel, welche der Radius vector r des betrachteten Punktes mit denen der Elektroden macht, so ist

$$r_1^2 = \varrho_1^2 - 2\varrho_1 r \cos\varphi_1 + r^2$$
$$r_2^2 = \varrho_2^2 - 2\varrho_2 r \cos\varphi_2 + r^2$$
$$\frac{1}{r_1} = \frac{1}{r} + \frac{\varrho_1}{r^2} X'_1 + \frac{\varrho_1^2}{r^3} X'_2 + \ldots \text{ etc.}$$
$$\frac{1}{r_2} = \frac{1}{r} + \frac{\varrho_2}{r^2} X''_1 + \frac{\varrho_2^2}{r^3} X''_2 + \ldots \text{ etc.}$$

Substituirt man diese Werthe in den Ausdruck für U, so bestimmen sich die Constanten durch die Bedingung (2), welche erfüllt wird, indem man setzt:

$$Y'_n = KX'_n, \qquad Y''_n = KX''_n,$$
$$A'_n = \frac{(n+1)\varrho_1^n}{na^{2n+1}}, \quad A''_n = \frac{(n+1)\varrho_2^n}{na^{2n+1}}.$$

Die Reihen werden dann summirbar, und wenn man setzt

$$s_1 = \frac{r\varrho_1}{a^2}, \quad s_2 = \frac{r\varrho_2}{a^2},$$
$$R_1 = \sqrt{(1 - 2s_1 \cos\varphi_1 + s_1^2)},$$
$$R_2 = \sqrt{(1 - 2s_2 \cos\varphi_2 + s_2^2)},$$

so erhält man

(4) $U = K\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) + \frac{K}{a}\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) + \frac{K}{a}\int\left(\frac{ds_1}{s_1 R_1} - \frac{ds_2}{s_2 R_2}\right)$,

$$\int \frac{ds}{sR} = \pm \log \frac{2 - 2\cos\varphi \mp 2R}{s}.$$

Es mufs das untere Vorzeichen gewählt werden, damit U nicht unendlich werde, aufser an den Elektroden, wenn diese als Punkte betrachtet werden.

Liegen die Elektroden an der Kugeloberfläche, ist also

$$\varrho_1 = \varrho_2 = a,$$

so wird

$$U = 2K\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) + \frac{K}{a} \log \frac{(a+r_2)^2 - r^2}{(a+r_1)^2 - r^2}.$$

Jo.

R. Felici. Sulla teoria matematica delle correnti indotte in un corpo di forma qualunque. Tortolini Ann. 1854. p. 35-58†; Ann. d. chim. (3) XL. 251-255.

Hr. Felici denkt sich die auf ein Linearelement ds im Innern des Leiters wirkende inducirende Ursache ersetzt durch die Elektroden einer Kette, welche in den Endpunkten des Elements angebracht sind, und wendet auf die dadurch entstehenden Ströme die Ohm'schen Formeln an. Es ist dies natürlich nur unter der auch von Neumann gemachten Voraussetzung möglich, daſs die inducirende Ursache so allmälig wirkt, daſs man in jedem Augenblick die Elektricität als im dynamischen Gleichgewicht befindlich betrachten kann.

Es werden insbesondere die Ströme betrachtet, welche in einer horizontalen, um eine verticale Axe rotirenden Scheibe durch eine unendlich dünne verticale Magnetnadel (Solenoid) inducirt werden, deren einer Pol sich in der Ebene der Scheibe, der andere im Unendlichen befindet. Die Scheibe sei kreisförmig, ihr Halbmesser L, so müssen die in derselben stattfindenden Ströme den Gleichungen genügen

$$(1) \quad \frac{d^2u}{dx^2}+\frac{d^2u}{dy^2}=0,$$

$$(2) \quad \frac{du}{dr}=0 \quad \text{für } r=L.$$

Denkt man sich in der ruhenden Scheibe die Pole einer Säule angebracht, sind ihre Entfernungen vom Mittelpunkt ϱ_1, ϱ_2, die Winkel, welche ϱ_1 und ϱ_2 mit der Axe der x machen, respective ϑ_1 und ϑ_2, r_1 und ψ die Coordinaten eines beliebigen Punktes der Scheibe, r_1, r_2 seine Entfernungen von den Elektroden, so werden die Gleichungen befriedigt durch die Function

$$(3) \quad U=\frac{K}{2}\left(\log\frac{r_1^2}{r_2^2}-\log\frac{L^4-2\varrho_1 L^2 r\cos(\psi-\vartheta_1)+\varrho_1^2 r^2}{L^4-2\varrho_2 L^2 r\cos(\psi-\vartheta_2)+\varrho_2^2 r^2}\right).$$

Sind die Pole einander unendlich nahe, ist ihr Abstand 2Δ, sind R, φ die Coordinaten des betrachteten Elements 2Δ, ε der Winkel, welchen das Element mit der Axe der x macht, so geht dieser Werth über in

$$(4) \quad u=-2\Delta K v,$$

wo

$$v=\left\{\frac{r\cos(\varepsilon-\psi)-R\cos(\varphi-\varepsilon)}{R^2+r^2-2rR\cos(\varphi-\psi)}+\frac{L^2r\cos(\varepsilon-\psi)-Rr^2\cos(\varphi-\varepsilon)}{L^4-2L^2rR\cos(\varphi-\psi)+r^2R^2}\right\}.$$

Die elektromotorische Kraft, welche dem Element ds' durch einen Kreisstrom vom unendlich kleinen Halbmesser ϱ im Augenblick seines Entstehens inducirt wird, ist

$$(5)\qquad Eds'=\tau\frac{\varrho'\cos\alpha'}{r_1^2}ds'.$$

τ ist eine Constante, die der Fläche des Kreisstroms und seiner Intensität proportional ist, ϱ' der Abstand des Elements ds' von der Normale des Kreisstroms, r_1 der Abstand vom Kreisstrom selbst, α' der Winkel, welchen die Richtung ds' mit der Normale einer durch r_1 und die Normale des Kreisstroms gelegten Ebene einschliefst.

Sind x' und y' die rechtwinkligen Coordinaten von ds', x und y die Coordinaten des in der Scheibe liegenden Solenoidpols, a' und b' die Cosinus der Winkel, welche ds' mit den Axen der x und y macht, so ergiebt die Integration über das ganze Solenoid (von $z=0$ bis $z=\infty$) die elektromotorische Kraft, welche durch plötzliche Entstehung des Solenoidstroms dem Element ds' inducirt wird,

$$E'ds'=\tau ds'\frac{a'(y-y')-b'(x-x')}{(x-x')^2+(y-y')^2}.$$

Verändert das Element ds' seine Stellung gegen die Magnetnadel, so erhält man die dadurch erzeugte elektromotorische Kraft $E''ds'$, indem man die Variation von $E'ds'$ in Beziehung auf diese Veränderung nimmt.

Ist

$$x=l\cos\varphi,\qquad y=l\sin\varphi,$$

und setzt man der Einfachheit halber $\varphi=0$, d. h. legt man die Axe der x durch den Pol, so wird diese Variation

$$E''ds'=\tau l\delta\varphi ds'\frac{a'[(l-x')^2+y'^2]-2b'(l-x')y'}{((l-x')^2+y'^2)^2},$$

wenn $\delta\varphi$ die Winkelgeschwindigkeit der Scheibe ist. Dieser Werth ist von der Richtung des Elements abhängig.

Am gröfsten ist er für

$$\frac{b'}{a'}=-\frac{2(l-x')y'}{(l-x')^2-y'^2}.$$

Dann ist nämlich

$$(E'')ds' = \tau\lambda\delta\varphi ds' \frac{1}{(l-x')^2+y'^2}.$$

Für jede andere Richtung, welche mit dieser den Winkel ψ bildet, ist

$$E'' = (E'')\cos\psi.$$

Der Nenner von (E'') ist das Quadrat des Abstands des Elements vom Pol.

Die Curven der gröfsten elektromotorischen Kraft und die Curven, in denen keine elektromotorische Kraft stattfindet, sind zwei orthogonale Systeme von Kreisen, deren Gleichungen sind

$$(l-x')^2+y'^2 = 2\varrho' y',$$
$$(l-x')^2+y'^2 = 2\varrho''(l-x').$$

ϱ' und ϱ'' sind die variablen Parameter der Systeme, die Halbmesser der Kreise.

Setzt man

$$\mu = K\tau l d\varphi,$$
$$\alpha r_{_{II}}^2 = (l-x')^2+y'^2,$$

so ist die Spannung U, welche durch die dem Element ds' inducirte elektromotorische Kraft in einem beliebigen Punkt der Scheibe erzeugt wird,

$$U = \mu ds' \frac{\cos\psi'}{r_{_{II}}^2} v.$$

Die Integration über alle Elemente der Scheibe ist nur ausführbar, wenn der Halbmesser L unendlich ist, und man erhält sodann den gesammten elektrischen Zustand der Scheibe

$$U = 4\pi^2\mu \frac{x'-l}{(x'-l)^2+y'^2},$$

wo sich x' und y' auf die mit dem Magnetpol ruhenden Coordinatenaxen beziehen.

Liegen zwei gleiche und entgegengesetzte Pole in der Ebene der Scheibe und auf demselben Durchmesser, so ist

$$U = 4\pi^2 K\tau\delta\varphi \left\{ l_{_I} \frac{x'-l_{_I}}{(x'-l_{_I})^2+y'^2} - l_{_{II}} \frac{x'-l_{_{II}}}{(x'-l_{_{II}})^2+y'^2} \right\}.$$

U wird Null auf der Curve dritten Grades

$$(x'-l_{_I}-l_{_{II}})(x'^2+y'^2)+l_{_I}l_{_{II}}x' = 0.$$

Sind beide Pole vom Mittelpunkt gleich weit entfernt, also $l_{_I} = l,$

$l_{\prime\prime} = -l$, so reducirt sich dieselbe auf einen Kreis, der durch die beiden Pole geht.

Die Formeln lassen sich auch auf eine gröfsere Anzahl von Solenoidpolen, oder auf einen Magnetstab von beliebiger Gestalt und Dicke ausdehnen.

Am Schlufs der Abhandlung vergleicht Hr. FELICI seine Theorie mit der von NEUMANN gegebenen und kommt zu dem Resultat, dafs beide analytisch übereinstimmen, wenn die inducirenden und die inducirten Ströme sich in geschlossenen Bahnen bewegen. Die Formeln für die den einzelnen Leiterelementen inducirten elektromotorischen Kräfte stimmen dagegen nicht überein.

Nach NEUMANN's Theorie hängt die inducirende Wirkung des Solenoids nur von der Bewegung seiner Pole ab, würde also z. B. dieselbe sein, wenn das Solenoid ganz in der Ebene der Scheibe liegt, als wenn es auf derselben senkrecht steht, sobald nur der eine Pol unendlich entfernt ist, was nach Hrn. FELICI der Erfahrung widersprechen soll. *Jo.*

ABRIA. Recherches sur les lois du magnétisme de rotation. C. R. XXXIX. 200-204; Inst. 1854. p. 262-262; Cosmos V. 129-130; Ann. d. chim. (3) XLIV. 172-204†; Arch. d. sc. phys. XXX. 232-233.

Die Abhandlung des Hrn. ABRIA, deren Gegenstand die Untersuchung des bekannten ARAGO'schen Phänomens bildet, enthält nichts wesentlich Neues. Eine Magnetnadel ist an einem Bündel von Seidenfäden über einer kreisrunden Kupferscheibe aufgehängt, deren Durchmesser gleich der Länge der Magnetnadel (108^{mm}) ist. Die Kupferscheibe kann durch ein Uhrwerk in Rotation versetzt werden um eine verticale Axe, die durch ihren Mittelpunkt geht und deren Verlängerung mit dem Aufhängungsfaden der Magnetnadel zusammenfällt. Die Wirkung der Scheibe auf die Nadel kann nun entweder durch die Ablenkung beurtheilt werden, welche die mit bekannter Geschwindigkeit rotirende Scheibe der Nadel ertheilt, oder durch die dämpfende Wirkung der ruhenden Scheibe auf die Schwingungen der Nadel. Wird die Wirkung der Scheibe auf die Nadel der relativen Geschwindigkeit proportional vorausgesetzt, so lassen sich auf die Schwingungen der

Nadel die bekannten Formeln für die Pendelbewegung im widerstehenden Mittel anwenden. Aus diesen ergiebt sich eine geringe Zunahme der Schwingungsdauer durch den Einfluſs der dämpfenden Scheibe, die auch von Hrn. Abria nachgewiesen wird. Da jedoch wegen der schnell abnehmenden Schwingungsbogen unter dem Einfluſs der Dämpfung nur 16 auf einander folgende Schwingungen mit Sicherheit beobachtet werden konnten, so betragen die beobachteten Differenzen nur Bruchtheile einer Secunde.

Bezeichnet man das logarithmische Decrement der Schwingungsbogen mit $\log\beta$, so ist das Verhältniſs der Schwingungszeiten

$$\gamma = \frac{T}{T'} = \frac{\pi}{\sqrt{[\pi^2 + \log^2\beta]}},$$

und die hemmende Wirkung der Platte ist der Gröſse $\gamma \log\beta$ proportional.

Das logarithmische Decrement wurde direct durch die Abnahme der Amplituden der Schwingungsbogen bestimmt. Zu diesem Zweck trug die Magnetnadel ein Elfenbeinstück, auf dessen beiden verbreiterten Enden Kreistheilungen angebracht waren, die durch ein in geringer Entfernung aufgestelltes Mikroskopfernrohr (lunette-microscope) beobachtet wurden. Eine Spiegelablesung hätte jedenfalls genauere Resultate gegeben. Sind α_0 und α_n die Amplituden der ersten und der $n+1$ten Schwingung, so ergiebt sich

$$\beta = \sqrt[n]{\left(\frac{\alpha_n}{\alpha_0}\right)}.$$

Von diesem Werth des logarithmischen Decrements muſs das logarithmische Decrement abgezogen werden, welches stattfindet, wenn die Kupferplatte entfernt wird, und welches vom Luftwiderstand und der Torsion des Fadens herrührt.

Aus dem so gefundenen Werth von $\log\beta$ läſst sich die Ablenkung berechnen, welche die mit einer gegebenen Geschwindigkeit rotirende Scheibe der Magnetnadel ertheilen muſs. Ist n die Anzahl der Umdrehungen der Scheibe in einer Secunde, ϑ der Ablenkungswinkel, so ist

$$\sin\vartheta = -\frac{4}{\pi} n T \gamma \log\beta.$$

Die Beobachtungen stimmen mit der Rechnung mäfsig genau überein; man kann daraus schliefsen, dafs der Sinus des Ablenkungswinkels der Umdrehungsgeschwindigkeit und der Gröfse $\gamma \log \beta$ proportional ist.

Um den Einflufs der Stärke des Magneten auf die ablenkende Kraft der Scheibe zu prüfen, wurden die Werthe von $\gamma \log \beta$ und die entsprechenden Werthe der Schwingungsdauer T bestimmt, indem derselbe Stahlstab successive immer stärker magnetisirt wurde, und zwar bei verschiedenen Entfernungen des Magnetstabs von der Kupferplatte. Die Wirkung der Platte ist proportional $T\gamma \log \beta$, die magnetische Intensität proportional $\frac{1}{T^2}$. Die Wirkung der Platte wächst mit der magnetischen Intensität, in der Regel etwas schneller als diese, oder was dasselbe ist, die Gröfse $T^3 \gamma \log \beta$ ist nahezu constant. Die nicht unerheblichen Differenzen der Beobachtungen werden auf die schnelle Abnahme der Wirkung mit der Entfernung von der Platte geschoben. Ueber das Gesetz dieser Abnahme sind keine Beobachtungen mitgetheilt. *Jo.*

W. Thomson. On the mechanical values of distributions of electricity, magnetism and galvanism. Phil. Mag. (4) VII. 192-197†.

1) Elektricität. Der mechanische Werth einer elektrischen Vertheilung ist dasselbe, was Helmholtz Spannkraft nennt. Auch stimmt das Resultat des Hrn. Thomson mit dem von Helmholtz überein. Der mechanische Werth einer elektrischen Vertheilung auf einer beliebigen Anzahl von Leitern ist nämlich $= \frac{1}{2} \Sigma Q V$, wenn Q die auf einem der Leiter vorhandene Elektricitätsmenge, V der Werth des Potentials im Innern dieses Leiters ist und die Summe über sämmtliche vorhandene Leiter ausgedehnt wird.

2) Magnetismus. Wird ein Stück weiches Eisen einem Magneten langsam genähert und dann so schnell entfernt, dafs während der Dauer der Bewegung der Magnetismus nicht merklich abnimmt, so wird bei der Entfernung mehr Arbeit verbraucht als bei der Annäherung gewonnen, weil während der Entfernung

die Anziehung stärker ist. Die Differenz beider Arbeitsmengen ist der mechanische Werth der im Eisen erregten magnetischen Vertheilung, welcher sich nach den Versuchen von JOULE bei der Demagnetisirung durch Freiwerden von Wärme kundgiebt.

Für den Werth einer beliebigen magnetischen Vertheilung findet Hr. THOMSON folgenden Ausdruck:

$$\int \lambda q^2 dx\,dy\,dz + \frac{1}{8\pi}\int R^2 dx\,dy\,dz.$$

R ist die Resultante der magnetischen Kraft an irgend einem Punkt innerhalb oder aufserhalb des Körpers, q die Intensität der Magnetisirung im Punkte (x, y, z), λ ein Coëfficient, der von der Coërcitivkraft in diesem Punkte abhängt. Das erste Integral ist über den ganzen magnetischen Körper, das zweite über den ganzen unendlichen Raum auszudehnen.

3) Galvanische Elektricität. Unter dem mechanischen Werth einer Vertheilung strömender Elektricität ist die Arbeitsmenge zu verstehen, welche ein bestehender Strom von dem Augenblick an zu leisten im Stande ist, in welchem die elektromotorische Kraft zu wirken aufhört, also das mechanische Aequivalent der durch den Strom bei der Oeffnung der Kette erregten Inductionsströme im Stromleiter selbst und in benachbarten Leitern, wozu vielleicht noch ein Glied kommt, das von der Trägheit der bewegten elektrischen Masse herrührt. Das mechanische Aequivalent der Stromvertheilung ist einem von der Form und den Dimensionen des Stromleiters abhängigen Factor und dem Quadrat der Stromintensität proportional. *Jo.*

C. HOLTZMANN. Die mechanische Arbeit, welche zur Erhaltung eines elektrischen Stromes erforderlich ist. Pogg. Ann. XCI. 260-267†.

Wird das Element μ des magnetischen Fluidums in einem Kreise vom Halbmesser c um einen nach der Axe des Kreises gerichteten unbegränzten geradlinigen Leiter geführt, welcher von einem Strom von der Intensität S durchflossen wird, so ist[1]) die

[1]) Berl. Ber. 1852. p. 531.

Kraft, welche dieser Strom auf das magnetische Element ausübt, nach der Tangente des Kreises gerichtet und gleich

$$\frac{2k\mu S}{c}.$$

Ist der Strom S durch die Rotation des Magneten selbst hervorgebracht, so ist diese Kraft der Bewegung des Magneten entgegengerichtet; und die Arbeitsmenge, welche zur Ueberwindung derselben während der Zeiteinheit erforderlich ist, beträgt, wenn u die Geschwindigkeit der magnetischen Masse ist

$$A = \frac{2k\mu S}{c} u,$$

oder wenn w die Winkelgeschwindigkeit der Drehung ist,

$$(1) \qquad A = 2k\mu Sw.$$

Die durch die Bewegung des magnetischen Fluidums dem Leiter inducirte elektromotorische Kraft ist aber

$$\frac{2\varepsilon\mu u}{c} = 2\varepsilon\mu w,$$

wo ε einen constanten Factor bezeichnet; und wenn keine andere elektromotorische Kraft stattfindet, und man den gesammten Widerstand des Leiters mit L bezeichnet, so ist

$$(2) \qquad S = \frac{2\varepsilon\mu w}{L}.$$

Ist noch eine andere elektromotorische Kraft E vorhanden, so ist

$$(3) \qquad S = \frac{2\varepsilon\mu w + E}{L}.$$

Eliminirt man μw aus (1) und (2) oder (3), so erhält man beziehungsweise

$$(4) \qquad A = \frac{k}{\varepsilon} \cdot LS^2,$$

$$(5) \qquad A = \frac{k}{\varepsilon} \cdot S(LS - E).$$

Ist $E = 0$, so wird die ganze Arbeit zu Wärmeentwickelung im Stromleiter verwendet, und die erzeugte Wärme ist proportional S^2L. Bezieht man die Stromintensität und den Widerstand auf die von Weber[1]) festgestellten Grundmaafse, so wird der Factor $\frac{k}{\varepsilon} = 1$, und S^2L ist unmittelbar das mechanische Aequi-

[1]) Berl Ber. 1850, 51. p. 768.

valent der in der Zeiteinheit entwickelten Wärmemenge. Wählt man als Stromeinheit die Stärke des Stroms, der in 1 Minute 1 Cubikcentimeter Gas aus Wasser entwickelt, als Widerstandseinheit den Widerstand eines Kupferdrahtes von 1^m Länge und 1^{mm} Durchmesser, endlich als Einheit der Arbeitsmenge das Kilogrammmeter, so wird

$$A = 0{,}000032\,43\ S^2L,$$

oder wenn man das mechanische Aequivalent der Wärmeeinheit gleich 420 Kilogrammmeter annimmt, die entwickelte Wärmemenge

$$W = 0{,}000000\,0772\ S^2L.$$

Die Versuche von Lenz geben ein viermal so grofses Resultat. Die Gründe der Differenz läfst Hr. Holtzmann unentschieden.

Jo.

J. H. Koosen. Ueber die Gesetze der Entwickelung von Wärme und mechanischer Kraft durch den Schliefsungsdraht der galvanischen Kette. Pogg. Ann. XCI. 427-451†, 525-551.

Da diese Abhandlung des Hrn. Koosen einen werthvollen Beitrag zur Theorie der elektromagnetischen Maschinen, sowie der elektrischen Ströme im Allgemeinen liefert, so erscheint es angemessen auf ihren Inhalt etwas ausführlicher einzugehen. Ausgehend von dem Princip, dafs die chemische Action in der galvanischen Kette immer proportional der Summe der in der Gesammtschliefsung frei werdenden mechanischen Effecte ist, die Wärmeentwickelung natürlich mit eingerechnet, werden zunächst die Vorgänge bei der magnetoëlektrischen und elektromagnetischen Induction erörtert. Wird ein Stahlmagnet in eine geschlossene Spirale von Kupferdraht eingeschoben, so erregt er in dieser einen Strom, der dem Magnetismus μ des Stabes proportional ist. Dadurch wird eine Kraft erzeugt, welche immer hemmend auf die Bewegung des Magneten zurückwirkt und proportional μ^2 ist. Zur Ueberwindung dieses Widerstandes ist eine gewisse Arbeitsmenge erforderlich, deren Aequivalent als Wärme in der Spirale erscheint. Die im Schliefsungsbogen frei werdende

Wärmemenge ist daher ebenfalls μ^2 oder dem Quadrat der Stromintensität proportional. Beim Herausziehen des Magneten wirkt der entgegengesetzt gerichtete Inductionsstrom wieder hemmend auf die Bewegung und erzeugt ein zweites entsprechendes Wärmequantum.

Wenn eine galvanische Batterie durch einen geraden Draht geschlossen ist, so circulirt in derselben ein constanter Strom von der Intensität J. Es sei Z die Menge von Zink, welche bei der Einheit der Stromintensität in der Zeiteinheit consumirt wird, so ist die bei der Intensität J verbrauchte Menge ZJ. Es sei w die in der ganzen Schliefsung durch einen Strom von der Intensität 1 erzeugte Wärmemenge, a das mechanische Aequivalent der Wärmeeinheit, so ist

$$\frac{awJ^2}{ZJ} = \frac{awJ}{Z}$$

das mechanische Aequivalent der Gewichtseinheit des in der gegebenen Batterie gelösten Zinks. Dieser Quotient mufs constant bleiben, so lange die Schliefsung dieselbe bleibt, mithin auch die Stromintensität J. Wird diese umgekehrt durch irgend welche äufsere Ursachen verändert und geht sie in i über, so mufs aufser der jetzt in der Zeiteinheit entwickelten Wärmemenge awi^2 noch ein anderer mechanischer Effect A hervorgebracht werden, so dafs

$$\frac{awi^2 + A}{ZJ} = \frac{awJ}{Z}$$

oder

$$A = aw(J-i)i$$

ist. Ist die Ursache, welche die Stromintensität modificirt, mit der Zeit veränderlich, so ist die in der Zeit von 0 bis t aufser der Erwärmung des Schliefsungsbogens producirte Arbeitsgröfse

$$A = aw\int_0^t (J-i)i\,dt.$$

Wird z. B. die Kette durch eine Drahtspirale geschlossen, welche einen Kern weichen Eisens enthält, so ist die Stromintensität nicht sogleich J, sondern sie wird Anfangs durch den Gegenstrom geschwächt und nähert sich nur asymptotisch einem constanten Werth. Die Stromintensität i zur Zeit t ist nämlich

$$i = J - J.e^{-\frac{t}{\mu}},$$

wo μ die magnetische Inductionsconstante bezeichnet [1]. Die Differenz zwischen dem Aequivalent der consumirten Zinkmenge und dem als Erwärmung des Schliefsungsbogens hervortretenden mechanischen Effect ist daher

$$aw\int_0^{\infty}(J-i)i\,dt,$$

oder, wenn man für i seinen Werth einsetzt, $\frac{1}{2}aw\mu J^2$. Diese Gröfse ist also das Aequivalent des im Eisenkern erregten Magnetismus, welches bei der Entmagnetisirung wieder hervortreten mufs. Wird der Batteriestrom unterbrochen, während die Spirale durch eine Nebenleitung geschlossen bleibt, so tritt in dieser ein Endgegenstrom auf, welcher, da er nicht durch die Batterie geht, kein Zink consumirt und dessen thermische und mechanische Effecte das Aequivalent des im Eisen verschwindenden Magnetismus bilden.

In elektromagnetischen Maschinen, deren Wirkung auf abwechselnder Magnetisirung und Entmagnetisirung von Eisenkernen beruht, wird bei jeder Entmagnetisirung ein eben so grofses Arbeitsäquivalent frei, als bei der Magnetisirung gebunden wurde. Ein Theil desselben wird jedoch zur Leistung der äufseren Arbeit der Maschine verwendet, und daher rührt die bei der Bewegung der Maschine stattfindende auffallende Verminderung des Batteriestroms.

Aufser der Stromintensität ist der Magnetismus der Spirale noch der Constante μ proportional, welche sich ändert mit der Masse und Gestalt des Eisenkernes oder, was für die elektromagnetischen Maschinen der wichtigste Fall ist, wenn den Polen des Eisenkerns ein Anker genähert oder davon entfernt oder abgerissen wird. Die Intensität des Stroms, welcher durch eine Aenderung des Magnetismus μi der Spirale inducirt wird, ist $-\alpha\frac{d(\mu i)}{dt}$. Setzen wir der Einfachheit wegen die Constante $\alpha = 1$, so wird die Stromintensität i von dem Zeitpunkt an, wo die Veränderung des Coëfficienten μ beginnt, bis zu dem Augenblick

[1] Siehe Pogg. Ann. LXXXVII. 514; Berl. Ber. 1852. p. 541.

wo μ wieder constant wird, dargestellt durch die Gleichung

$$i = J - \mu\frac{di}{dt} - i\frac{d\mu}{dt}.$$

Um diese Gleichung zu integriren und aus ihr den Werth der verschwundenen Kraft $\int aw(J-i)idt$ berechnen zu können, mufs μ als Function von t gegeben sein. Ist z. B. $\mu = \beta t + \gamma$ von $t = 0$ bis $t = \tau$, indem durch Einschiebung eines Eisenkerns in die Spirale μ gleichmäfsig zunimmt, so hat man

$$i = \frac{J}{1+\beta} + \frac{\beta J}{1+\beta}\left(1 + \frac{\beta}{\gamma}t\right)^{-\left(1+\frac{1}{\beta}\right)}$$

von $t = 0$ bis $t = \tau$, worauf, wenn μ den constanten Werth $\beta\tau + \gamma$ behält, i nach dem oben angegebenen logarithmischen Gesetz wieder bis J wächst. Berechnet man nun das Integral A für die Zeit von 0 bis τ und von τ bis ∞, und berechnet man endlich die Menge von Arbeit

$$\int_0^\infty awi_1^2 dt,$$

welche bei der Oeffnung der Kette und Entmagnetisirung des Eisens in Form einer Erwärmung des Schliefsungsdrahtes durch den Oeffnungsstrom wieder frei wird, während μ seinen constanten Werth $\beta\tau + \gamma$ behält, so findet sich letzteres Integral kleiner als die Summe der beiden ersten; und die Differenz kann sich nur als die äufsere mechanische Kraft darstellen, die bei der Vergröfserung des magnetischen Coëfficienten (durch Anziehung des Eisenkerns oder des Ankers) entwickelt wurde. Wird umgekehrt der magnetische Coëfficient verkleinert, der Anker losgerissen, der Eisenkern aus der Spirale gezogen, so wird dabei äufsere Arbeit consumirt.

Aehnliche Betrachtungen werden auf den Fall angewendet, wo eine inducirende Hauptspirale von einer inducirten Nebenspirale umgeben ist, deren Inductionsstrom auf den der Hauptspirale schwächend zurückwirkt.

Bei Schliefsung des Batteriestroms ergeben sich für beide Spiralen, wenn der Einfachheit halber der Coëfficient μ für beide gleich vorausgesetzt wird, die Intensitäten

$$i = J - \tfrac{1}{2}J\left\{e^{-\frac{vt}{\mu(1-\alpha)}} + e^{-\frac{vt}{\mu(1+\alpha)}}\right\},$$

$$i_1 = \tfrac{1}{2}J\left\{e^{-\frac{vt}{\mu(1-\alpha)}} - e^{-\frac{vt}{\mu(1+\alpha)}}\right\}.$$

Bei Unterbrechung des Batteriestroms wird

$$i' = \tfrac{1}{2}J\left\{e^{-\frac{vt}{\mu(1+\alpha)}} + e^{-\frac{vt}{\mu(1-\alpha)}}\right\},$$

$$i'_1 = \tfrac{1}{2}J\left\{e^{-\frac{vt}{\mu(1+\alpha)}} - e^{-\frac{vt}{\mu(1-\alpha)}}\right\};$$

v ist der in beiden Schliefsungen gleiche Widerstand, α die Inductionsconstante.

Hieraus lassen sich nun wieder die bei Schliefsung und Oeffnung verschwindenden und frei werdenden mechanischen Effecte berechnen; und es ergiebt sich z. B., dafs die Kraft (Wärme), welche bei Oeffnung der Batterie durch Entstehung des Extracurrents frei wird, immer dieselbe ist, es mögen Nebenleitungen vorhanden sein oder nicht; im ersteren Fall wird ein Theil der Kraft in den Nebenleitungen entwickelt, nur der Rest in der Hauptleitung.

Wird in den Schliefsungsbogen eine Zersetzungszelle eingeschaltet, deren Leitungswiderstand vernachlässigt werden darf, so bewirkt diese eine constante Verminderung der Stromintensität von J auf i, wenn $J-i$ die elektromotorische Differenz der Zersetzungsproducte ist. Es verschwindet also in der Zeiteinheit die Arbeitsmenge

$$A = aw(J-i)i$$

in Form von Wärme, und das Aequivalent derselben bildet die chemische Zersetzung. In der That, betrüge die Menge der in der Zeiteinheit zersetzten Substanz q, so könnte, da $J-i$ die elektrische Differenz der beiden Zersetzungsproducte ist, wenn man die Zersetzungszelle für sich durch einen Draht schlösse, dessen Widerstand dem der Batterie gleich wäre, durch die Wiedervereinigung beider Stoffe ein Strom von der Intensität $J-i$ zu Stande kommen. Dieser Strom würde so lange dauern, bis sich die Producte wieder vereinigt hätten, also $\frac{i}{J-i}$ Zeiteinheiten, und das mechanische Aequivalent der durch diesen Strom erzeugten Wärmemenge wäre

$$\frac{i}{J-i} \cdot aw(J-i)^2 = awi(J-i),$$

also gerade gleich der vorhin verschwundenen Wärmemenge.

Wird Zink auf rein chemischem Wege in verdünnter Schwefelsäure gelöst, so muſs dieselbe Wärmemenge frei werden, wie wenn dasselbe in der galvanischen Kette gelöst wird, was der Verfasser durch Versuche bestätigt.

Daraus wird ferner der Schluſs gezogen, daſs die elektromotorische Kraft aller Ketten mit demselben positiven Metall und mit einer Flüssigkeit dieselbe ist, welches auch das elektronegative Metall sei, indem der stattfindende chemische Proceſs allein, nicht aber die elektromotorische Differenz der beiden Metalle die Gröſse der elektromotorischen Kraft während des Stroms bestimme. Wo dies durch den Versuch nicht bestätigt wird, indem zwei Ketten mit verschiedenen negativen Metallen, gegen einander geschaltet, dennoch einen Strom erzeugen, da wird dies auf chemische Nebenprocesse geschoben, z. B. wenn das negative Metall Eisen ist.

Eine constante Kette mit zwei Flüssigkeiten ist aus zwei Ketten zusammengesetzt. In einer Grove'schen oder Bunsen'schen Kette z. B. wirken die beiden elektromotorischen Kräfte Zink-Wasserstoff, dem chemischen Proceſs an der Zinkplatte entsprechend, und Wasserstoff-Salpetrige Säure, entsprechend dem Proceſs an der negativen Platte, der ganz derselbe ist, mag diese aus Kohle oder Platin bestehen. Die in der Zeiteinheit gelöste Zinkmenge sei ZJ, die reducirte Menge von Salpetersäure SJ, so entspricht der ersten ein Wärmeäquivalent pZJ, der letzteren ein verbrauchtes Wärmeäquivalent qSJ; also muſs sein $wJ^2 = pZJ - qSJ$. Da die Mengen Z und S nach dem elektrolytischen Gesetz in unveränderlichem Verhältniſs stehen, so ist dadurch die Stromintensität bestimmt, völlig unabhängig von der elektromotorischen Differenz der beiden Metalle.

Der Contact der heterogenen Metalle bildet zwar in allen Ketten die nothwendige Bedingung zum Beginn des chemischen Processes. Sobald dieser aber begonnen hat, bleibt die elektromotorische Differenz der Metalle als solche unwirksam, und die Stromstärke ist nur von dem chemischen Proceſs, von der elektro-

motorischen Differenz derjenigen Stoffe abhängig, welche als Resultate des chemischen Vorgangs an den Enden der Kette auftreten.

Daraus erklären sich die Erscheinungen der Polarisation. Der Gröfse des chemischen Processes oder der elektrischen Differenz der Zersetzungsproducte in der Zersetzungszelle entspricht die Verminderung der elektromotorischen Kraft der Batterie. Polarisation findet in jeder Kette statt; denn sie besteht eben darin, dafs an Stelle der elektrischen Differenz der Metalle sogleich die der chemischen Processe tritt. In der DANIELL'schen Kette ist zufällig das Zersetzungsproduct (Kupfer) mit dem negativen Metall identisch. Letzteres konnte aber durch ein beliebiges anderes Metall ersetzt werden. So wie der Strom begonnen hätte, würde sich dasselbe mit Kupfer bekleiden und nur die elektrische Natur des Kupfers als des Zersetzungsproducts ist maafsgebend für die Stromstärke. Die Polarisation erfolgt hier durch Metallablagerung.

Bei der Polarisation durch Gasbedeckung ist eine secundäre Ursache der Stromschwächung noch die Vergröfserung des Leitungswiderstandes, welche ihr Maximum erst kurze Zeit nach der Schliefsung der Kette erreicht. Die Voraussetzung eines allmäligen Eintretens der Polarisation als elektromotorischer Gegenwirkung steht im Widerspruch mit dem Princip der Aequivalenz der chemischen Wirkung mit der Summe der Kraftäufserungen. Das allmälige Eintreten der Polarisation kann nur auf einem Uebergangswiderstand an den Elektroden beruhen, der mit der Dicke der abgelagerten Gasschicht wächst. Hr. KOOSEN sucht diese Ansicht noch durch Versuche mit einer Vorrichtung zu unterstützen, welche erlaubte die Stromrichtung in der Zersetzungszelle in schneller Folge alterniren zu lassen, während sie in der übrigen Schliefsung constant blieb.

Bei mäfsig schnellem Stromwechsel zeigte die Nadel der Tangentenbussole eine constante Ablenkung. Je schneller der Stromwechsel in der Zersetzungszelle war, desto mehr nahm die Stromintensität zu und war bei 48 Stromwechseln in der Secunde zwei- bis dreimal so stark als bei zwei Stromwechseln. Dies erklärt sich dadurch, dafs bei sehr schnellem Stromwechsel

die auftretenden und wieder verschwindenden Gasschichten nur eine sehr geringe Dicke erreichen und darum nur einen geringen Uebergangswiderstand erzeugen. *Jo.*

J. H. Koosen. Beschreibung einer elektromagnetischen Maschine. Pogg. Ann. XCI. 552-561†.

Das Princip der Maschine besteht wesentlich darin, dafs die Pole hufeisenförmiger Elektromagnete sich tangentiell und sehr nahe vor den Polen feststehender Elektromagnete vorbeibewegen und so eine continuirliche Rotation veranlassen. Die Hauptsache aber ist, dafs die Erregung der beweglichen wie der festen Theile durch den Strom nur während einer kurzen Strecke ihrer Bahn erfolgt und nur so lange andauert, als sich die beweglichen und festen Theile eines Systems in der für ihre gegenseitige Anziehung günstigsten Lage befinden; der Strom der Batterie wird aber dann nicht unterbrochen, sondern geht unmittelbar durch eine Commutatorvorrichtung von einem dieser Systeme auf ein zweites ähnliches über, das sich nun in der entsprechenden Stellung befindet, von diesem auf ein drittes u. s. f. Es wird dies erreicht, indem ein System von sechs Magnetpolen über einem festen System von acht Magnetpolen rotirt, so dafs immer nur zwei diametral entgegengesetzte Paare von Polen gleichzeitig sich genau gegenüber stehen. Wegen der Beschreibung der Commutatorvorrichtung, welche immer gerade diesen Polen den Strom zusendet, mufs auf das Original verwiesen werden, da sie in Kürze nicht verständlich sein würde. Sie besteht im Wesentlichen aus zwei hölzernen Scheiben mit je 24 am Rand eingelegten Neusilberplatten, die durch Drähte und schleifende Federn in passender Weise unter sich und mit den Spiralen der Elektromagneten verbunden sind.

Zur Gleichmäfsigkeit im Gang der Maschine trägt namentlich die früher [1]) beschriebene Vorrichtung bei, wodurch die Unterbrechungsfunken am Commutator vermieden und der Endgegenstrom wirksam gemacht wird. *Jo.*

[1]) Pogg. Ann. LXXXVII. 523.

R. Clausius. On the heat produced by an electric discharge. Phil. Mag. (4) VII. 297-297†.

W. Thomson. On the heat produced by an electric discharge. Phil. Mag. (4) VII. 347-348†.

P. Riess. On the generation of heat by electricity. Phil. Mag. (4) VII. 348-348†, 428-429†.

Hr. Clausius reclamirt die Entdeckung des Gesetzes der Erwärmung des Schliefsungsdrahtes, welche von Thomson Joule zugeschrieben wurde, für Riess, und letzterer nimmt sie selbst für sich in Anspruch. Hr. Thomson erwiedert darauf, das Gesetz folge als Corollar aus dem von Joule aufgestellten Princip der Aequivalenz zwischen elektrischen, thermischen und mechanischen Wirkungen. Ueberdies citirt er eine Stelle aus Becquerel's Traité de l'Électricité, aus welcher hervorgehen sollte, dafs schon Cuthbertson das Gesetz gekannt habe. Hr. Riess erwiedert, dafs sich die Versuche von Cuthbertson nur auf die Schmelzung von Drähten beziehen, aus der allein das Gesetz nicht gefolgert werden könne, abgesehen davon, dafs bei der Schmelzung noch andere als blofs thermische Wirkungen der Elektricität in Betracht kommen. *Jo.*

Hädenkamp. Ueber die Tangentenbussole. Grunert Arch. XXIII. 217-225†.

Aus dem Biot-Laplace'schen Gesetz werden die Componenten der Wirkung eines Kreisstroms auf die Magnetnadel hergeleitet unter der Voraussetzung, dafs der Magnetismus der letzteren in zwei gleichen und entgegengesetzten Polen concentrirt ist. Diese Componenten lassen sich durch die vollständigen elliptischen Integrale erster und zweiter Gattung ausdrücken. Fällt der Mittelpunkt der Nadel mit dem des Kreises zusammen und ist b der Halbmesser des Kreises, $2l$ die Länge der Nadel, ν der Ablenkungswinkel, i die Stromintensität, M die Horizontalcomponente des Erdmagnetismus, $c^2 = b^2 + l^2 + 2bl\cos\nu$, $k^2 = \frac{4bl\cos\nu}{c^2}$ und $\Delta(k, \psi) = \sqrt{(1 - k^2\sin^2\psi)}$, so wird

$$M \sin \nu = \frac{4ib}{c^3}\left(b \cos \nu \int_0^\pi \frac{d\psi}{\Delta(k,\psi)^3} + l \int_0^\pi \frac{\cos 2\psi d\psi}{\Delta(k,\psi)^3}\right)$$

oder

$$M \sin \nu = \frac{4i}{c \cos \nu}\left(F(k, \tfrac{1}{2}\pi) + \frac{b^2 \cos 2\nu - l^2}{b^2 + l^2 - 2bl \cos \nu} E(k, \tfrac{1}{2}\pi)\right).$$

Behält man in den Entwickelungen der Integrale nur die erste Potenz von $\frac{l}{b}$ bei, so wird

$$i = \frac{bM}{4\pi} \operatorname{tg} \nu.$$

Behält man noch das Quadrat von l bei und setzt $\frac{l}{b} = \lambda$, so wird

$$i = \frac{bM \operatorname{tang} \nu}{4\pi}\left(1 + \frac{9}{2}\lambda^2\right)\left(1 + \frac{15}{4}\lambda^2 \cos^2 \nu\right).$$

Jo.

V. Pierre. Beitrag zur Theorie der Gaugain'schen Tangentenbussole. Wien. Ber. XIII. 527-531†; Pogg. Ann. XCIV. 165-169; Z. S. f. Naturw. IV. 455-456.

Hr. Pierre versucht die von Bravais [1]) gegebene Formel für die Gaugain'sche Tangentenbussole auf einem mehr elementaren Wege herzuleiten und gelangt zu einer Formel, welche für $D = \frac{1}{2}R$ mit der Bravais'schen übereinstimmt, d. h. das reine Tangentengesetz liefert. *Jo.*

[1]) C. R. XXXVI. 193-197; Berl. Ber. 1853. p. 538.

---

38. Galvanische Induction und Magneto-elektricität.

Matteucci. Cours spécial sur l'induction, le magnétisme de rotation, le diamagnétisme, et sur la relation entre la force magnétique et les actions moléculaires. C. R. XXXIX. 501-503†.

Indem Hr. Matteucci ein Exemplar dieses Werkes der Pariser Akademie überreicht, fügt er einen kurzen Ueberblick des Inhalts der einzelnen Vorlesungen und die theoretischen Schlüsse hinzu, zu welchen er endlich gelangt ist. Diese sind:

1) Die Hypothese zweier magnetischen Fluida ist unvereinbar mit der Existenz der diamagnetischen Erscheinungen; denn die gegenseitigen Wirkungen dieser Fluida können nicht entgegengesetzt sein, je nachdem sie frei oder verbunden sind, oder je nachdem sie sich im Eisen oder Wismuth befinden.

2) Die Molecularinduction, welche die gewöhnlichste durch den Magnet oder den elektrischen Strom in allen Körpern entwickelte Wirkung ist, bleibt durch den Versuch ebenso bewiesen wie die Bewegung oder die Orientirung der Molecüle, auf denen sich die elektrischen Fluida neutralisiren und welche den elektrodynamischen Wirkungen folgen. Auf diese Data des Versuchs kann man eine Hypothese gründen, welche gewifs nicht ganz einwurfsfrei ist, aber welche hinreichend die magnetischen und diamagnetischen Erscheinungen und deren Beziehungen zu den Molecularwirkungen erklärt.

3) Die Wirkung des Magnets oder elektrischen Stromes erzeugt eine Veränderung des Molecularzustandes der inducirten Körper, welche besteht in der elektrodynamischen Induction der Molecüle und in der Orientirung ihrer Aetheratmosphären, welche die Ursache des so entwickelten Drehungsvermögens ist. Unabhängig von jeder Hypothese ist es übrigens aufser Zweifel, dafs man die magnetischen und elektrodynamischen Erscheinungen nicht mehr vollständig erklären kann, ohne den Aether als zur mechanischen Zusammensetzung der Körper beitragend zu

betrachten und ohne sich folglich auf die Theorieen der mathematischen Physik zu stützen, welche am besten aufgestellt sind.

Der Berichterstatter gesteht, dafs ihm eine gröfsere Klarheit dieser Schlüsse wünschenswerth geschienen hätte. *Bz.*

J. M. GAUGAIN. Note sur les lois de l'intensité des courants électriques. Inst. 1854. p. 383-385; C. R. XXXIX. 909-909†; Cosmos V. 557-558; Arch. d. sc. phys. XXVIII. 51-51.

— — Sur les lois de l'intensité des courants induits. C. R. XXXIX. 1023-1026†; Inst. 1854. p. 402-403; Arch. d. sc. phys. XXVIII. 51-55.

Es ist nur der letzte Paragraph der ersten von Hrn. GAUGAIN eingereichten Abhandlung mitgetheilt, welcher so lautet: Die beiden Gesetze, welche die in dieser Notiz aus einander gesetzten Versuche klar machen, können so gefafst werden: Die Intensität eines inducirten Stromes steht im geraden Verhältnifs zur Summe der vorhandenen elektromotorischen Kräfte und im umgekehrten der Widerstände der Leitung; d. h. das von OHM, FECHNER und POUILLET für continuirliche Ströme aufgestellte Gesetz läfst sich ohne Veränderung auf inducirte Ströme anwenden; nur ist, wenn es sich um diese letzte Klasse von Strömen handelt, im Allgemeinen die Summe der elektromotorischen Kräfte, oder mit anderen Worten die Summe der elementaren inducirenden Kräfte, durch ein doppeltes Integral ausgedrückt, dessen Bestimmung grofse analytische Schwierigkeiten hat, und andere Kenntnisse voraussetzt als die, welche bereits festgestellt sind; es ist in der That, um dieses Integral berechnen zu können, nöthig zu wissen, wie die Intensität des inducirten Stromes von der Intensität des inducirenden Stromes, vom Querschnitt des inducirenden Drahtes, des inducirten Drahtes und vom Abstande und der gegenseitigen Stellung der Elemente, unter denen die Induction stattfindet, abhängt; ich werde versuchen, diese verschiedenen Beziehungen zu bestimmen.

In der zweiten Abhandlung sind die hierher gehörigen Versuche und Betrachtungen mitgetheilt, die letzteren nicht vom Standpunkte der Analyse, sondern nur der unmittelbaren An-

schauung aus. Wenn der inducirende und der Inductionsdraht gerade neben einander gespannt sind, so ist die inducirende Wirkung weit geringer, als wenn beide in Spiralform auf einander wirken. Zwei Drähte wurden gerade gespannt, in einer Windung, in zwei Windungen, in vielen Windungen von verschiedenem Durchmesser neben einander gelegt. Die Stärke des Inductionsstromes wuchs von der Ablenkung 3,5° bis 29,87°, aber nur bis zu einer Gränze; bei noch kleinerem Durchmesser sank sie wieder etwas. Von der Stärke des inducirenden Stromes wurde der inducirte Strom in geradem Verhältnifs abhängig gefunden, sowohl beim Oeffnen als beim Schliefsen der Kette. Bei den Versuchen mit Schliefsungsströmen mufs man darauf Acht haben, dafs der Hauptstrom kurz nach der Schliefsung seine Stärke ändert. Um ihn daher in seiner richtigen Stärke zu messen, mufs er einige Zeit durch einen Draht von gleichem Widerstande mit dem Spiraldraht geschlossen sein, so dafs er nur ganz kurze Zeit vor der Anstellung des Versuches ungeschlossen bleibt. Der Querschnitt des inducirenden Drahtes sowohl als der des inducirten erwies sich ohne Einflufs auf die Stärke des Inductionsstromes. *Bz.*

Jacobi. Einige Bemerkungen zum Aufsatz des Hrn. Lenz: „Ueber den Einflufs der Geschwindigkeit des Drehens auf den durch magnetoëlektrische Maschinen erzeugten Inductionsstrom." Bull. d. St. Pét. XII. 333-333; Inst. 1854. p. 355-355†.

Hr. Jacobi bemerkt, dafs, wenn man nur die Stromstärke, die Elektrodengröfse und die Concentration der Flüssigkeiten richtig wähle, die magnetoëlektrischen Maschinen die hydroëlektrischen Batterieen für die elektrische Vergoldung vollkommen ersetzen können, ferner dafs die Kraft einer magnetoëlektrischen Maschine stets mit dem Widerstande wachse. Dieser letztere Punkt soll durch Versuche, welche die Herren Jacobi und Lenz gemeinsam unternehmen wollen, näher bestimmt werden. *Bz.*

SINSTEDEN. Versuche über den Grad der Continuität und die Stärke des Stromes eines gröfseren magnetoëlektrischen Rotationsapparates und über die eigenthümliche Wirkung der Eisendrahtbündel in den Inductionsrollen dieser Apparate. POGG. Ann. XCII. 1-21†, 220-237†; SILLIMAN J. (2) XVIII. 264-266.

Die magnetoëlektrischen Ströme haben vor den hydroëlektrischen den Vorzug, dafs ihre elektromagnetische Wirkung innerhalb gewisser Gränzen viel weniger von dem Widerstande der Leitung abhängig ist; sie eignen sich deshalb in dieser Beziehung vorzugsweise für telegraphische Arbeiten. Hr. SINSTEDEN zeigt nun, dafs der Strom seiner grofsen Maschine auch in Bezug auf seine Continuität sehr wohl zu diesem Zwecke brauchbar ist. Durch denselben wurde sowohl der MORSE'sche Drucktelegraph als der SIEMENS-HALSKE'sche Zeigerapparat in vollkommen gleichmäfsige Bewegung versetzt. Mit dem ersteren Apparate gelang das Telegraphiren zwischen Berlin und Danzig, selbst bei Einschaltung mehrerer Stationsapparate, mit völliger Sicherheit; das Galvanometer wurde sogar weiter abgelenkt als durch den üblichen Batteriestrom. Der Anker der Maschine macht in der Secunde 30 Umdrehungen, giebt also 120 einzelne Stromimpulse. Nimmt man die Intervalle zwischen denselben den Stromdauern gleich, so dauert jedes Intervall nicht über $\frac{1}{240}$ Secunde. Wenn ein Telegraphist in einer Secunde den Schlüssel sechsmal niederdrückt und sechsmal hebt, so kommen folglich auf jede Schliefsung des Telegraphen noch 20 Impulse. Der MORSE'sche Telegraph giebt also noch keine Discontinuität zu erkennen. Auch die bedeutende Tragkraft, welche die durch den Strom der Maschine erregten Elektromagnete erlangten (750 Pfund), zeugt für dessen grofse Continuität. Wurde aber ein selbstunterbrechender Hammerapparat in den Strom geschaltet, so entstand zwar ein regelmäfsiges Klappern, aber nicht, wie bei hydroëlektrischen Strömen, ein musikalischer Ton. Durch Belastung der Unterbrechungsfeder wurde zwar das Gerassel sehr lebhaft und die Funkenbreite sehr grofs, es entstand aber doch nie der Ton des continuirlichen Stromes. Die physiologische Wirkung kann nicht ganz sicher über die Continuität des Stromes Rechenschaft

geben. Sie war, selbst beim Fassen der Leiter mit trockenen Händen, sehr heftig; auf den Horneinsätzen des Commutators zeigten sich dabei zickzackförmige Funken, welche im elektrischen Ei in die Erscheinung eines ruhigen Glimmens übergingen. Wurden die Handhaben mit in Salzlösung benetzten Händen gefafst, und ohne Anwendung einer Intermittenzfeder der Anker langsam gedreht, so fühlte man einzelne, gelinde anschwellende und sanft nachlassende, deshalb auch nicht schmerzhafte Stöfse. Die Inductionsströme scheinen demnach in flachen Wellen in einander überzugehen, und nicht auf Null herabzukommen. Die Hand, welche den negativen Zuleiter hält, fühlt die Zuckung stärker. Wird daher der Commutator nicht angewandt, so zuckt zweimal die rechte und zweimal die linke Hand. Wird der Magnet durch Auflegung des Ankers geschwächt, und dann der Anker schnell gedreht, so gehen die Stöfse in eine dauernde schmerzhafte Contraction über.

Weiter theilt Hr. Sinsteden Versuche mit seinem vierrolligen Inductor mit. Ein 8 Zoll langes Stück eines $\frac{1}{10}$ Linie dicken Platindrahtes wurde weifsglühend. Die Unterbrechungsfeder gab 2 Linien dicke, gegen 4 Linien lange Flammenbogen, in denen 1^{mm} dicker Platindraht zur Kugel schmolz; die schleifende Stahlfeder verbrannte schnell, indem sie zwei Fufs lange Feuergarben sprühte. Das Verbrennen geschieht am leichtesten, wenn die Feder den positiven Pol bildet. Durch ein mit verdünnter Schwefelsäure gefüllltes Voltameter geleitet, zersetzt der Strom reichlich Wasser; die Platinelektroden werden matt, und es löst sich von ihnen feines Platinpulver ab. Werden mehr Voltameter hinter einander in den Strom geschaltet, so nimmt die Summe der Gasentwicklung bedeutend zu. Dies zeugt für die grofse Spannung der Elektricität in der Maschine. Sechs hinter einander in den Strom geschaltete Voltameter zeigen, nach Aufhören des Maschinenstromes mit einander verbunden, einen auffallend schwachen Polarisationsstrom; dagegen ist die Ladung, welche Blei-, Silber- oder Nickelplatten in verdünnter Schwefelsäure oder Zinkplatten in Kali erfahren, sehr stark. Silberplatten in verdünnter Schwefelsäure bekleiden sich, die positive mit grauschwarzem, die negative mit grauem, dann schwarz werdendem Pulver. Die hierbei

erhaltene Polarisationskette bringt 1 Zoll lange Platindrähte zum Glühen, giebt, durch die Spirale des Apparates geschlossen, heftige Schläge und starke Funken, und erhält ihre Kraft 15 Minuten lang unverändert. Während bei dieser Zersetzung der verdünnten Schwefelsäure kein Ozon entwickelt wird, tritt es sogleich auf, wenn man etwas Kalilösung hinzusetzt. Dann aber tritt keine Polarisation ein.

Der folgende Theil der Abhandlung ist der genaueren Beschreibung der Maschine und der Begründung ihrer Einrichtung durch die über die Wirkung der Anker festgestellten Gesetze gewidmet. Hier mag noch die Erfahrung über die Wirkung der Eisenbündel erwähnt werden. Die Maschine gab bei schneller werdendem Drehen immer stärkere Ströme; sie wuchsen selbst noch bei 33 Umdrehungen in der Secunde. Der Grund davon liegt darin, dafs die Eisenkerne solide Massen waren und nicht aus Eisenbündeln bestanden. In jenen Massen verschwindet der Magnetismus nicht momentan, wie in dünnen Eisendrähten. Dieser Unterschied ist noch merklicher beim Magnetisiren von Eisenstäben durch Anlegen an einen Magnet, wobei die Vertheilung von einem Ende sich allmälig fortsetzt, als bei der durch elektrische Spiralen, die auf den ganzen Stab zugleich wirken. Bei den Drähten kann nämlich die Vertheilung sich nicht ausbreiten, sondern nur nach der Längsrichtung wirken. Hieraus folgt der durch Versuche nachgewiesene Satz, dafs, wenn ein dickes Drahtbündel auf den Polen eines Hufeisenmagnets ruht, das dem Nordpole anliegende Ende in seiner ganzen Dicke südpolarisch, das andere nordpolarisch ist, dafs dagegen ein so gelagerter massiver Eisencylinder an der von den Polen entfernt liegenden Längsseite umgekehrt so polarisirt ist wie an der zwischen den Magnetpolen liegenden Seite. Das Drahtbündel bildet also einen offenen, der massive Stab einen geschlossenen Magnet, und bewahrt als solcher seinen Magnetismus so lange. Hieraus erklärt sich, ganz abgesehen von den in den massiven Eisenmassen erzeugten Inductionsströmen, die überwiegende Wirkung der Drahtbündel. *Bz.*

Fernere Literatur.

E. C. Shepard. Gaz électrique. Cosmos IV. 199-200. Vergl. Ber. Ber. 1853. p. 568.

— — Improvements in magnets, electric apparatus, suitable for producing motive power, heat and light. Repert. of pat. inv. (2) XXIII. 119-122.

---

39. Elektromagnetismus.

J. Lamont. Theorie der Magnetisirung des weichen Eisens durch den galvanischen Strom. Jahresber. d. Münchn. Sternw. 1854. p. 27-57†.

Aus den bekannten Gesetzen der magnetischen Erregung eines Eisenmoleculs durch ein Stromelement, nämlich:

1) Die magnetische Axe des Moleculs steht senkrecht auf der durch das Molecül und das Stromelement gelegten Ebene;
2) Die Quantität des erregten Magnetismus ist der Stromstärke und der Projection des Stromelements auf eine gegen die Verbindungslinie senkrechte Ebene direct, dem Quadrat der Entfernung umgekehrt proportional,

leitet Hr. Lamont zuerst die Ausdrücke für die durch das Stromelement in einem einzelnen magnetischen Molecül in drei auf einander senkrechten Richtungen hervorgerufenen magnetischen Momente ab. Diese Ausdrücke werden sodann angewendet den Magnetismus zu bestimmen, welchen ein Kreisstrom in einem Molecül eines Eisenstabes in der Richtung der Längenaxe des Stabes hervorruft, die auf der Ebene des Kreisstroms senkrecht steht.

Aufser dem Magnetismus, welchen der Strom in den einzelnen Molecülen hervorruft, ist nun aber ferner der Magnetismus zu berechnen, welcher in jedem einzelnen Molecüle durch die nduction aller übrigen Molecüle erzeugt wird. Der Verfasser

geht dabei von der jedenfalls unstatthaften Voraussetzung aus, dafs jedes magnetische Molecül direct nur auf die unmittelbar benachbarten Molecüle inducirend einwirkt und in diesen eine Quantität von Magnetismus $a\mu$ hervorruft, wenn μ den Magnetismus des erregenden Moleculs, a den Inductionscoëfficienten bezeichnet. Auf diese Weise würde sich die Inductionswirkung nur von Molecül zu Molecül fortpflanzen, während in der That ein Magnet auf ein Eisenmolecül in endlicher Entfernung inducirend einwirkt.

Hr. Lamont wendet seine Anschauungsweise auf die Wechselwirkung eines Systems von 2, 3 ... n in der Richtung ihrer magnetischen Axen an einander stofsenden Molecülen an, die entweder sämmtlich ursprünglich gleich stark, oder ungleich magnetisch erregt sind, und gelangt so zu Reihenentwickelungen, welche nach Potenzen des Inductionscoëfficienten a fortschreiten. Davon werden Anwendungen gemacht auf den obigen Fall der magnetischen Erregung eines Eisenstabes durch einen Kreisstrom, ferner auf gebogene und ringförmig geschlossene Stäbe und auf die Anziehung von Magneten, wenn sie sich nicht berühren.

Schliefslich werden die Principien angedeutet, nach welchen die magnetisirende Wirkung einer aus vielen Windungen bestehenden Spirale zu berechnen ist. *Jo.*

F. Arago. Électromagnetisme. Oeuvres de F. Arago, Notes scientifiques I. 405-448†.

Diese den Elektromagnetismus betreffenden Notizen des berühmten Forschers gehören diesem Jahresbericht nicht in demselben Sinne an wie die im Jahre 1854 entstandenen Arbeiten; sie bilden eigentlich nur Actenstücke für die Geschichte der Wissenschaft, und bestehen zum Theil aus schon vor langer Zeit veröffentlichten Mittheilungen. Es mögen daher hier nur andeutungsweise die Gegenstände folgen, von welchen dieses hinterlassene Werk handelt.

1) Ueber die in Frankreich mit der Säule angestellten Untersuchungen, eine Vertheidigung der ersten französischen Arbeiten

mit der Säule, namentlich derer von Gay-Lussac und Thénard gegen die Beschuldigung, welche Children erhoben hatte, als habe Frankreich trotz der grofsen ihm zu Gebote stehenden Mittel nichts in der Erforschung der elektrischen Erscheinungen an der Säule geleistet.

2) Magnetisirung des Eisens und Stahls durch die Wirkung des Volta'schen Stromes, Beobachtung der Einwirkung eines Leitungsdrahtes auf noch nicht magnetisirtes Eisen und Stahl, unmittelbar nach Oersted's Entdeckung der Einwirkung auf den Magnet.

3) Magnetisirung einer Nadel mittelst einer vom Strom durchflossenen Spirale, Versuche, welche gemeinschaftlich mit Ampère unternommen wurden. Beobachtung der Abhängigkeit der Pollage von der Richtung der Spiralwindungen.

4) Folgepunkte an einem Stahldrahte, durch Magnetisirung mittelst der Schraubendrähte erzeugt. Die Stahldrähte waren mit mehreren hinter einander liegenden Spiralen umgeben, welche in abwechselnd entgegengesetztem Sinne gewunden und durch geradlinige Drähte mit einander verbunden waren.

5) Princip der elektrischen Telegraphen. Damit auch der Ruhm dieser Entdeckung, wie der der Dampfmaschine, den Franzosen zugeschrieben werden könne, führt Hr. Arago an, dafs er schon 1820 gezeigt habe, dafs ein Leitungsdraht in der Ferne Eisen und Stahl magnetisiren könne.

6) Vorschlag zu einem Versuch über den Magnetismus des elektrischen Lichtes. Hr. Arago hat, ehe Davy den Versuch einführte, vorgeschlagen, die gegenseitige Einwirkung des Lichtbogens im verdünnten Raume und des Magnets aufzusuchen.

7) Wiederholung der Magnetisirungsversuche mittelst gewöhnlicher Elektricität.

8) Ueber den Rotationsmagnetismus. In dieser ausführlicheren Notiz bespricht Hr. Arago die Stellung seiner Entdeckungen im Gebiete des Rotationsmagnetismus zu denen anderer Physiker und zu der von Faraday gegebenen Theorie dieser Erscheinung.

Bz.

T. du Moncel. Dispositions diverses des électro-aimants usitées dans les applications de l'électricité. Mém. d. l. Soc. d. Cherbourg II. 259-294†.

Diese Arbeit hat die Bestimmung, mit Benutzung der bisher bekannt gewordenen Gesetze über den Einfluſs der Gestalt, Masse, Umwickelung, Armatur etc. auf die Stärke der Elektromagnete Regeln aufzustellen für die vortheilhafteste Construction dieser Apparate in ihren verschiedenen praktischen Anwendungen. Sie ist deshalb vorzugsweise den Verfertigern solcher Vorrichtungen gewidmet, und macht es denselben durch einen den Schluſs der Arbeit bildenden Katechismus recht bequem. Der Physiker dürfte in die Zusammenstellung der aufgefundenen Gesetze noch die Ergebnisse mancher neueren Untersuchungen gern aufgenommen sehen. *Bz.*

J. Müller. Recherches sur les lois de l'électromagnétisme. Inst. 1854. p. 181-184†.

Daſs das von Jacobi und Lenz aufgefundene Gesetz, daſs der im weichen Eisen entwickelte Elektromagnetismus der Intensität des Stromes proportional ist, nur innerhalb gewisser Gränzen richtig sein könne, war schon lange angenommen, da man sonst einem dünnen Eisendraht jeden Grad von Magnetismus mittheilen könnte. Hr. Müller hat nun, unterstützt von Hrn. Gartenhauser, das ausgesprochene Gesetz durch genauere Hülfsmittel geprüft, als den russischen Physikern früher zu Gebote standen. Eine zweipaarige Batterie, jedes Paar aus drei Kohlen-Zinkketten zusammengesetzt, diente als Erreger; die Stromstärke wurde durch eine Tangentenbussole gemessen; die magnetische Spirale lag senkrecht zur Ebene des magnetischen Meridians; 88 Centimeter von derselben nach Westen hin war die Bussole aufgestellt, durch welche die Stärke des erregten Magnetismus gemessen wurde. Zum Vergleiche wurden vier Eisenstangen genommen von 560 Millimeter Länge und bezüglich 9, 12, 15 und 44 Millimeter Durchmesser. Wenn man mit p die magnetisirende Kraft (Stromstärke mal der Anzahl der Windungen), mit m den hervorgebrachten Magnetismus (die Wirkung des Eisenkerns mit der

Spirale auf die Bussole minus der Wirkung der bloſsen Spirale) bezeichnet, so müſste der Quotient $\frac{m}{p}$ für denselben Stab immer derselbe sein. Dies war aber durchaus nicht der Fall; vielmehr konnten die gefundenen Zahlen durch die Formel

$$p = 220\, d^{\frac{3}{2}} \operatorname{tang} \frac{m}{0{,}00005\, d^2}$$

dargestellt werden, worin d den Durchmesser des Stabes bedeutet. Aus dieser Formel folgt für $p = \infty$

$$\frac{m}{0{,}00005\, d^2} = 90^0 \quad \text{und} \quad m = \tfrac{1}{2}\pi\, 0{,}00005\, d^2.$$

Hieraus folgt:

1) Der entwickelte Magnetismus ist auch für eine unendliche Stromstärke endlich, und ein jeder Stab hat also ein absolutes Maximum des Magnetismus, das dem Quadrat der Durchmesser proportional ist.

2) Um in verschiedenen Stäben einen aliquoten Theil ihres absoluten magnetischen Maximums zu entwickeln, muſs man allen den Werth $\frac{m}{0{,}00005\, d^2}$ geben; dann werden die entsprechenden Werthe von p sich wie $d^{\frac{3}{2}}$ verhalten, d. h. die Ströme verhalten sich wie die Quadratwurzeln aus den dritten Potenzen der Durchmesser.

3) So lange der Werth $\frac{m}{0{,}00005\, d^2}$ klein ist, sind m und p nahezu proportional, und man kann $p = a.220\, d^{\frac{3}{2}} \frac{m}{d^2}$ setzen, wo $a = \frac{1}{0{,}00005}$ ist. Daraus folgt $m = \frac{p\sqrt{d}}{a.220}$, d. h. in den Gränzen, in welchen der Magnetismus der Stromstärke proportional ist, verhalten sich die durch gleiche Ströme entwickelten Magnetismen wie die Quadratwurzeln aus den Durchmessern der Stäbe.

Das Gesetz von Jacobi und Lenz ist daher nur für schwache Ströme oder für Stäbe von bedeutendem Durchmesser richtig.

In einer zweiten Versuchsreihe waren die Stäbe abgedreht (was früher nicht der Fall gewesen war), und die Ablesungen wurden mittelst eines Kathetometers mit Spiegel und Magneto-

meter gemacht. Es wurde jedesmal die durch die Spirale und den Kern zusammen, dann die durch die Spirale allein hervorgebrachte Magnetometerablenkung gemessen, und dadurch die Wirkung des magnetisirten Stabes erhalten. Die mit den früheren Spiralen angestellten Versuche stimmten sowohl mit den früheren als mit der Formel

$$p = ad^{\frac{3}{2}} \operatorname{tang} \frac{m}{bd^2}$$

gut überein. Die beiden Constanten a und b wurden, da sie bis jetzt von der Gestalt des Versuches abhängig sind, in absolutem Maafse ausgedrückt; dies geschah für a mit Benutzung des elektrochemischen Aequivalentes der Tangentenbussole, für b nach der Gauss und Weber'schen Methode, durch Einführung des magnetischen Momentes M des Stabes und der horizontalen Componente des Erdmagnetismus $T = 2{,}2$ für Freiburg. Hierdurch wurde für die kürzere Spirale der Werth

$$TM = 11\,247000\,d^2$$

erhalten. Mit diesem Werthe wurde ferner die Oscillationsdauer der übersättigten Stäbe berechnet. Da allgemein diese Oscillationsdauer

$$t = \pi \sqrt{\frac{k}{cg}}$$

(k = Summe der Trägheitsmomente, c = Summe der statischen Momente), hierin aber

$$c = \frac{TM}{g}$$

ist, so hat man

$$t = \pi \sqrt{\frac{k}{TM}}$$

und für die in die 33 Centimeter lange Spirale gesteckten Cylinderstäbe

$$t = \pi \sqrt{\frac{k}{11\,247000\,d^2}}.$$

Da nun das Trägheitsmoment des um seinen Schwerpunkt schwingenden Stabes

$$k = \tfrac{1}{3} p \frac{l^2}{4}$$

ist (wobei p das Gewicht, l die Länge des Stabes bezeichnet), so ist

$$t = 3,14 \sqrt{\frac{18\,290000\, d^2}{11\,247000\, d^2}} = 4,004 \text{ Secunden};$$

d. h. die Oscillationsdauer der übersättigten Stäbe ist unabhängig von deren Durchmesser.

Endlich löst Hr. Müller noch die Aufgabe, aus den gegebenen Formeln die Stromstärke zu berechnen, welche einen Eisenstab auf einen aliquoten Theil seines Maximums magnetisirt. Dabei ergiebt sich, dafs für einen dünnen Stab ein verhältnifsmäfsig schwächerer Strom schon hinreicht, um ihn nahe auf sein magnetisches Maximum zu bringen, als für einen dickeren Stab zu gleichem Erfolge nothwendig ist. *Bz.*

Petrina. Ueber das Magnetisiren hohler Eisencylinder durch galvanische Spiralen. Wien. Ber. XIII. 333-334†.

Nach einer Beobachtung Parrot's, welche Jacobi und Moser bestätigt gefunden haben, wird ein hohler Eisencylinder sehr schwach durch eine in denselben eingeführte elektrische Spirale magnetisirt; auch fand Moser, dafs in einer Spirale ein sehr schwacher Inductionsstrom entsteht, wenn ein dieselbe umgebender Eisencylinder an die Pole eines Elektromagnets angelegt, oder von denselben losgerissen wird. Hr. Petrina nahm, um diese Erscheinung und deren Gründe näher kennen zu lernen, ein Stück eines wohl ausgeglühten Flintenlaufes, umgab dieses mit einer Papphülle und wickelte darauf eine einfache Drahtspirale. Eine zweite Spirale wurde von ganz derselben Drahtlänge in zwei Lagen so auf einen Holzstab gewickelt, dafs sie, mit einem Seidenbande überzogen, in den Cylinder geschoben werden konnte. Nun wurde jede dieser Spiralen, von demselben Strom durchlaufen, der Nadel eines kleinen Magnetometers, zum Meridiane senkrecht liegend, genähert, und die Ablenkung der Nadel beobachtet, sowohl wenn die Spirale mit, als wenn sie ohne Hinzukommen des Eisencylinders wirkte. In einem Falle fanden sich folgende Ablenkungen:

innere Spirale allein . . . . . . 30 Minuten
- - mit Cylinder . . . 15 -

äuſsere Spirale allein . . . . . 40 Minuten
- - mit Cylinder . . 5° 20 -

In dem über die innere Spirale geschobenen Cylinder war also ein Magnetismus in entgegengesetztem Sinne entwickelt, und zwar verhielt sich dessen Stärke zu dem in demselben Cylinder durch die Wirkung der äuſseren Spirale erregten wie 1 : 19,12. Bei gröſseren Stromstärken wuchs dieses Verhältniſs noch.

In Bezug auf die inducirende Wirkung eines hohlen Magnets auf eine in demselben liegende Spirale wurde folgender Versuch angestellt. Als die innere Spirale allein dem Pole eines Magnets genähert wurde, entstand in ihr ein Inductionsstrom. Als der Eisencylinder um die Spirale geschoben, und dann beide an den Magnetpol gebracht wurden, entstand ein weit schwächerer Strom; man konnte also schon schlieſsen, daſs die direct inducirende Wirkung des Magnets auf die Spirale derjenigen, welche der aufgeschobene Cylinder ausübte, entgegengesetzt war. Um diesen Satz noch bestimmter zu beweisen, nahm Hr. PETRINA einen stark magnetisirten Stahlcylinder von ähnlichen Dimensionen. Als dieser auf die Spirale geschoben wurde, erzeugte er einen Strom entgegengesetzt demjenigen, welchen ein in die Spirale gesteckter Magnet erzeugt haben würde.

Zur Erklärung aller dieser Erscheinungen suchte Hr. PETRINA die Stellung auf, welche eine kleine, im Schwerpunkt aufgehängte Magnetnadel an verschiedenen Stellen der Umgebung einer elektrischen Spirale einnimmt, und bestimmte dadurch die Lage der Magnetkraftlinien. Aus dieser Lage folgt, daſs ein innerer Eisenkern in entgegengesetztem Sinne magnetisirt wird wie ein äuſserer Cylinder, und daſs auf diesen nur die Differenz entgegengesetzter Kräfte magnetisirend wirkt. Ferner erklärt sich durch die Concentration der Kraft auf der inneren Fläche der Spiralen der starke Magnetismus, welchen hohle Eisenkerne im Innern der Spiralen annehmen. *Bz.*

E. Liais. Explication dans la théorie d'Ampère de divers phénomènes nouveaux du magnétisme, et modifications à faire à cette théorie pour qu'elle explique le diamagnétisme. Mém. d. l. Soc. d. Cherbourg II. 201-202†.

In dieser Mittheilung wird derselbe Gegenstand behandelt wie in der vorhergehenden. In einem Eisenstabe, welcher durch seine Lage innerhalb einer elektrischen Spirale magnetisirt wird, werden die die Molecüle des Stabes umgebenden Ströme, welche die Ampère'sche Theorie annimmt, von allen Theilen des Stromes der Spirale in gleichem Sinne gerichtet. Auf die Molecüle eines hohlen, die Spirale umgebenden Cylinders wirken dagegen die nächstliegenden und die entferntest liegenden Stromtheile gerade in entgegengesetztem Sinne. Die Magnetisirung dieses Stabes erfolgt daher nur mit der Differenz beider Stromwirkungen, also sehr schwach. Die einzelnen Partialströme der Molecüle eines von aufsen her magnetisirten Eisenkernes wirken ferner auf die weiter nach innen liegenden Molecüle in entgegengesetztem Sinne zur Wirkung des Spiralstromes. In einer gewissen Tiefe können sie deshalb diese primäre Wirkung ganz aufheben; deshalb die verhältnifsmäfsig gröfsere Erregbarkeit hohler Eisencylinder. Die Tiefe dieser Aufhebung wird eine um so gröfsere sein, je stärker der Strom in der Spirale ist; deshalb ist es vortheilhaft, bei starken Strömen recht dickwandige Hohlcylinder als Eisenkerne anzuwenden.

Wenn man der Ampère'schen Theorie noch eine Zusatzhypothese giebt, so kann man mit Hrn. Liais auch die diamagnetischen Erscheinungen erklären. Man mufs nämlich annehmen, dafs sich, je nach der Natur des zu erregenden Körpers, die Particularströme bald leichter, bald schwerer von der Oberfläche zum Inneren des Körpers fortpflanzen. Im ersten Falle würden die mit dem Hauptstrome gleichgerichteten Particularströme, durch denselben an die Oberfläche gezogen, die überwiegenden sein, und der Körper wäre magnetisch; im zweiten Falle würden die entgegengesetzt gerichteten Particularströme überwiegen, und der Körper wäre diamagnetisch. *Bz.*

J. Nicklès. Recherches sur l'aimantation. C. R. XXXIX. 635-639†; Inst. 1854. p. 341-342; Cosmos V. 415-419.

Hr. Nicklès betrachtet die Veränderungen, welche in der Stärke eines hufeisenförmigen Elektromagnets vorgehen müssen, wenn man, ohne die Spirale und die Stromstärke zu ändern, die Schenkel weiter von einander entfernt. Da hierdurch die Eisenmasse vergröfsert und aufserdem die Tendenz zur Neutralisation der beiden Pole vermindert wird, so ist eine Verstärkung des Magnetismus zu vermuthen; auch war dieselbe durch die analogen Erscheinungen an kreisförmigen Elektromagneten wahrscheinlich gemacht. Dub hat indefs aus seinen Versuchen geschlossen, dafs dieser Umstand ohne Einflufs auf die Stromstärke sei (Berl. Ber. 1853. p. 575). Hr. Nicklès stellte deshalb selbst Versuche an, zu denen er einen Hufeisenmagnet anwandte, dessen einer Schenkel an der rechteckigen, beide Schenkel verbindenden Stange verschiebbar war. Die anderen Schenkelenden waren so gekrümmt, dafs sie einander berühren konnten, wenn die Schenkel hinreichend an einander gerückt wurden. Bei zwei verschiedenen Stromstärken (*a* und *b*) waren die Tragkräfte des Apparates bei einer Entfernung der Pole von

	Strom *a*	Strom *b*
Millimeter	Kilogramm	Kilogramm
½	14—15	52
120	18	65

Von 12 Centimeter Entfernung an wuchs die Tragkraft nicht merklich mehr. Der rückbleibende Magnetismus ist aus gleichen Gründen sehr klein, wenn die Pole einander sehr nahe sind; gröfser, wenn sie entfernter stehen. Mit kreisförmigen Magneten wurden ganz entsprechende Ergebnisse erhalten. Dieselben widersprechen auch den Versuchen von Dub nicht, sondern nur den Schlüssen, welchen er aus denselben zog, weil er die Unterschiede in der Polentfernung nicht grofs genug genommen hatte.

Bz.

J. Nicklès. Sur les rapports qui existent entre le frottement et la pression. Ann. d. chim. (3) XL. 55-59; C. R. XXXVIII. 266-269†; Polyt. C. Bl. 1854. p. 342-344; Silliman J. (2) XVII. 252-254; Arch. d. sc. phys. XXVII. 324-325.

— — Recherches sur l'adhérence magnétique. 2e mémoire. C. R. XXXVIII. 397-401†; Inst. 1854. p. 73-75; Cosmos IV. 305-308; Arch. d. sc. phys. XXV. 382-387.

Diese Versuche schliefsen sich an die im Berl. Ber. 1853. p. 575 beschriebenen an. Der kleine Wagen, dessen Räder mittelst eines um die Axen gewickelten Fadens durch ein ablaufendes Gewicht bewegt wurden, stand auf einer glatten Ebene, ohne sich fortzubewegen. Die Räder drehten sich auf der glatten Bahn. Als aber ein in der Mitte des Wagens befindlicher Elektromagnet, dessen nach unten gerichtete Pole beinahe die eisernen Schienen berührten, durch einen Strom magnetisch gemacht wurde, wurden die Räder so gegen die Bahn gedrückt, dafs der Wagen fortrollte. Die Magnetisirung konnte auch mit den Rädern selbst vorgenommen werden, wie dies in der früheren Abhandlung über kreisförmige Magnete beschrieben ist. Die magnetische Anziehung wirkt also hier wie eine Reibung, unterscheidet sich aber wesentlich von der durch gröfsere Belastung hervorgebrachten Reibung. Der Druck nämlich wirkt immer lothrecht, seine Richtung bildet also bei schief geneigten Bahnen einen Winkel zur Bahn, während die magnetische Anziehung immer senkrecht auf die Bahn in den Berührungspunkten der Räder wirkt. Deshalb läuft, wenn man die treibende Kraft von den Radaxen wegnimmt, der durch seine Schwere reibende Wagen die Bahn hinab, der durch Magnetismus angedrückte bleibt ruhig stehen.

Hr. Nicklès wandte ferner im Verein mit Hrn. Amberger die magnetische Reibung an zur Bewegung eines Rades durch ein anderes. Zuerst war von den beiden einander berührenden Rollen die eine so in eine Spirale gebracht, dafs der Berührungspunkt als Pol wirkte. Dann wurde die eine Rolle aus drei Eisenplatten, welche auf einer Axe steckten, so zusammengeschraubt, dafs die beiden äufseren, gröfseren Scheiben die Rolle der Pole spielten, während die zweite Rolle als Anker gegen dieselben anlag; oder endlich beide Rollen wurden in dieser Weise construirt, so

dafs abwechselnd die magnetischen Lamellen in einander griffen. Bei schnellen Rotationen zeigte sich indefs eine Verminderung der Reibung, hervorgebracht durch die Coërcitivkraft des Eisens, welche das Maximum des magnetischen Effectes nicht mehr an den jedesmaligen Berührungspunkt fallen liefs. Bei einem rollenden Wagenrade z. B. fällt dieses Maximum immer hinter den Berührungspunkt (im Sinne der Raddrehung gesprochen). Um diesen Fehler zu vermeiden, wandte Hr. NICKLÈS kreisförmige Magnete an, welche in der ganzen Peripherie mit gleichem Magnetismus versehen sind, welche also diese Peripherie zum einen Pol, das Ende der Axe zum anderen haben. In der Abhandlung folgen nun noch Auseinandersetzungen über die Unterschiede der circularen und paracircularen Magnete, von denen schon im vorigen Berichte gesprochen ist. Die Wirkungsweise beider Klassen wurde durch Herstellung der magnetischen Curven anschaulich gemacht. *Bz.*

PETRINA. Elektromagnetischer Rotationsapparat mit dreierlei Bewegung bei ein und derselben Stromrichtung. Wien. Ber. XIII. 332-333†.

Ein Magnetstab rotirt um seinen Schwerpunkt vor den Polen eines hufeisenförmigen Elektromagnets. Durch Verschiebung einer den Strom schliefsenden Feder kann die Verbindung mit verschiedenen auf der Drehungsaxe befestigten Kreisstäben hergestellt, und dadurch die Zeit der Schliefsung so verändert werden, dafs der Magnet entweder nach einer Seite rotirt, oder nach der anderen, oder in eine oscillirende Bewegung versetzt wird.

Bz.

Fernere Literatur.

G. KEMP. On electro-magnets. Mech. Mag. LXI. 517-518.

Elektromagnetische Maschinen.

Literatur.

G. Bonelli. Anwendung der Elektricität beim Jacquard-Stuhle. Polyt. C. Bl. 1854. p. 55-56; Mon. industr. 1853. No. 1795; Memor. dell' Acc. di Torino (2) XIV. p. CXXI-CXXII.

Allan. Electro-magnetic motive-power engines. Mech. Mag. LX. 265-268; Dingler J. CXXXIII. 174-175.

Pascal and Mathieu. Electrical loom. Mech. Mag. LX. 272-273; Dingler J. CXXXII. 73-73; Monit. industr. 1854. No. 1842; Polyt. C. Bl. 1854. p. 786-786; Z. S. f. Naturw. III. 396-397.

W. H. F. Talbot. Improvements in obtaining motive power. Repert. of pat. inv. (2) XXIII. 6-12; Dingler J. CXXXII. 14-18; Polyt. C. Bl. 1854. p. 581-586.

J. Sewell. Electro-motive power engine. Mech. Mag. LX. 301-301.

P. Hart. Allan's electro-magnetic engines. Mech. Mag. LX. 325-326.

G. Kemp. Electro-magnetism as a motive power. Mech. Mag. LX. 370-371.

Marié-Davy. Nouvelle machine électromagnétique. C. R. XXXVIII. 853-857; Cosmos IV. 595-595; Inst. 1854. p. 174-175; Phil. Mag. (4) VII. 489-492; Polyt. C. Bl. 1854. p. 857-859; Dingler J. CXXXIII. 175-178; Bull. d. l. Soc. d'enc. 1854. p. 322-323; Silliman J. (2) XVIII. 386-386.

C. T. Bright. On electricity as a source of power. Mech. Mag. LXI. 323-324.

G. Kemp. On electricity as a source of power. Mech. Mag. LXI. 371-372.

J. W. Wilkins. Improvements in obtaining power by electromagnetism. Repert. of pat. inv. (2) XXIV. 522-524; Dingler J. CXXXVI. 92-93.

G. E. Dering. Improvements in obtaining motive power by electricity. Mech. Mag. LXI. 570-570; Repert. of pat. inv. (2) XXV. 46-49; Polyt. C. Bl. 1855. p. 314-314.

Lallemand. Sur un projet de machine électro-magnétique-atmosphérique. Bull. d. Brux. XXI. 2. p. 825-833 (Cl. d. sc. 1854. p. 521-529); Inst. 1855. p. 91-92.

T. du Moncel. Electro-moteur sans renversement des poles,

agissant par attraction et répulsion. Mém. d. l. Soc. d. Cherbourg II. 197-197.

E. Liais. Horlogerie électrique. Mém. d. l. Soc. d. Cherbourg II. 294-296.

T. du Moncel. Note sur un régulateur électrique pour la chaleur, ayant pour but de rendre constante et de porter à un degré voulu la température d'un espace limité. C. R. XXXVIII. 1027-1028; Inst. 1854. p. 195-196; Cosmos IV. 729-731; Z. S. f. Naturw. IV. 51-52; Bull. d. l. Soc. d'enc. 1854. p. 385-386.

J. Maistre. Thermomètre électrique au moyen duquel on peut entretenir à une température constante et déterminée une chaudière ou un appartement. C. R. XXXVIII. 1059-1060; Inst. 1854. p. 211-211; Dingler J. CXXXIII. 157-158, CXXXIV. 23-25; Z. S. f. Naturw. IV. 52-52; Cosmos V. 342-343; Bull. d. l. Soc. d'enc. 1854. p. 361-363; Polyt. C. Bl. 1854. p. 1400-1401.

W. Hansen. Electro-magnetic engraving machine. Athen. 1854. p. 758-758; Phil. Mag. (4) VII. 527-528; Mech. Mag. LX. 539-540; J. of Soc. of arts; Dingler J. CXXXIII. 353-354; Bull. d. l. Soc. d'enc. 1854. p. 550-551.

Elektrische Telegraphie.

Literatur.

Vérité. Nouvelle application de l'électricité à la sécurité des chemins de fer. Cosmos IV. 20-23; Dingler J. CXXXIII. 461-462; Förster Bauzeitung; Polyt. C. Bl. 1854. p. 1304-1306.

du Moncel. Réclamations de priorité. Cosmos IV. 89-91, 534-535.

Télégraphe électrique découvert en Ecosse en 1753. Cosmos IV. 201-205; Brix Z. S. 1854. p. 94-96.

Nottebohm. Construction der Blitzableiter auf den königlich preufsischen Telegraphenlinien. Brix Z. S. 1854. p. 49-53.

Ueber die niederländischen Staatstelegraphen. Brix Z. S. 1854. p. 54-56.

T. du Moncel. Disques électriques à signaux et moniteurs électriques pour les chemins de fer. C. R. XXXVIII. 550-553; Inst. 1854. p. 98-99; Mém. d. l. Soc. d. Cherbourg II. 199-200, 206-208.

J. P. A. Galibert. An improved domestic telegraph. Mech. Mag. LX. 185-185.

R. Greenwood. Submerged telegraph wires. Mech. Mag. LX. 201-201.

Turnbull. Electric telegraph insulator. Mech. Mag. LX. 274-274.

Notizen über die königlich sächsischen Telegraphenanlagen in ihrer Beschaffenheit zu Ende des Jahres 1853. Brix Z. S. 1854. p. 73-78.

Nottebohm. Beschreibung einiger Vorrichtungen auf den königlich preufsischen Telegraphenstationen. Brix Z. S. 1854. p. 78-81.

J. Brett. Improvements in electric telegraph apparatus. Repert. of pat. inv. (2) XXIII. 97-103; Dingler J. CXXXIII. 16-20.

G. E. Dering. Improvements in electric telegraphs. Repert. of pat. inv. (2) XXIII. 326-331.

G. Werther. Isolator für Telegraphendrähte. Polyt. C. Bl. 1854. p. 470-472; Civilingen. 1854. (2) I. 162; Brix Z. S. 1854. p. 106-108; Dingler J. CXXXII. 345-348.

Theiler. Télégraphe imprimant. Cosmos IV. 478-479.

du Moncel. Moniteurs électriques pour les chemins de fer. Inst. 1854. p. 157-158, p. 441-442; Cosmos V. 703-704; C. R. XXXIX. 1202-1203; Polyt. C. Bl. 1855. p. 442-443; Mém. d. l. Soc. d. Cherbourg II. 303-304.

B. Bianchi. Appareil qui a pour but de préserver les appareils télégraphiques de l'influence perturbatrice de l'électricité atmosphérique. C. R. XXXVIII. 877-877; Cosmos IV. 603-604; Inst. 1854. p. 178-178; Brix Z. S. 1854. p. 178-178; Dingler J. CXXXIV. 76-76.

I. Ilsley. Improved telegraphic apparatus. Repert. of pat. inv. (2) XXIII. 406-409.

G. F. Schwinck. Tastenapparat zum Ersatze des Schlüssels am Morse'schen Telegraphen. Brix Z. S. 1854. p. 104-106.

Mirand. Sonneries électro-télégraphiques. Bull. d. l. Soc. d'enc. 1854. p. 165-182; Cosmos IV. 43-45.

Gluckmann. Elektrisches Verkehrsmittel zwischen Conducteur und Locomotivführer bei Eisenbahnzügen. Dingler J. CXXXII. 314-315; Eisenbahnzeitung 1854. No. 18.

F. W. Cadogan. Improvements in the means of obtaining

telegraphic communications, applicable to armies in the field. Mech. Mag. LX. 424-424; Rep. of pat. inv. (2) XXIII. 481-483; Bull. d. l. Soc. d'enc. 1854. p. 517-518.

J. Farrell. Improved means of insulating wire. Mech. Mag. LX. 427-427.

Salzenberg. Blitzableiter zum Schutze der Telegraphen auf der königlich preufsischen Ostbahn. Brix Z. S. 1854. p. 145-149.

Felten und Guilleaume. Ueber die Fabrication der Telegraphenseile für unter Wasser fortzuführende Leitungen. Brix Z. S. 1854. p. 169-173; Dingler J. CXXXIV. 117-123; Polyt. C. Bl. 1855. p. 218-222; Eisenbahnzeitung 1854. No. 39.

P. W. Brix. Die unterseeische Telegraphenleitung durch das mittelländische Meer. Brix Z. S. 1854. p. 174-177; Dingler J. CXXXIV. 154-156.

G. E. Dering. Blitzableiter für Telegraphenleitungen. Brix Z. S. 1854. p. 178-179; Dingler J. CXXXIV. 76-77.

C. Turner. Blitzableiter für Telegraphenleitungen. Brix Z. S. 1854. p. 179-179; Dingler J. CXXXIV. 77-77.

N. J. Callan; F. G. Bucklin; J. Carvalho de Medeiros; E. Romershausen; Highton. Notizen, einen schützenden Ueberzug für Telegraphendrähte betreffend. Brix Z. S. 1854. p. 179-180.

J. L. Clark. Improvement in insulating wire used for electric telegraphs with a view to obviate the effects of return or inductive currents. Repert. of pat. inv. (2) XXIV. 60-62, 154-156.

W. S. Ward. On an electric semaphore for use on railways. Rep. of Brit. Assoc. 1853. 2. p. 131-132.

C. F. Varley. On improvements in submarine and subterranean telegraph communications. Athen. 1854. p. 1208-1208; Cosmos V. 505-507, VI. 284-285; Dingler J. CXXXIV. 418-419, CXXXVI. 261-262; Brix Z. S. 1854. p. 287-289; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 17-18.

R. H. Stone. Electric telegraph wires. Mech. Mag. LXI. 258-258.

C. W. Siemens. Improvements in electric telegraphs. Mech. Mag. LXI. 303-304.

Nottebohm. Construction der Morse'schen Schreibapparate auf den preufsischen Telegraphenstationen. Brix Z. S. 1854. p. 193-200, p. 265-271, p. 285-287, 1855. p. 13-14.

E. Bright. On magneto-electricity and underground wires, as applied to telegraphic purposes. Mech. Mag. LXI. 342-343; Dingler J. CXXXIV. 416-417; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 8-9.

J. Sandys. Improvement in electric telegraph instruments. Mech. Mag. LXI. 423-423.

W. Gilpin. Improvements in electrical communication. Mech. Mag. LXI. 430-430.

T. du Moncel. Note sur l'emploi des armatures électro-aimants. C. R. XXXIX. 854-856; Inst. 1854. p. 373-374.

C. Geiger. Beschreibung eines Translators als Doppelapparat construirt. Brix Z. S. 1854. p. 217-224.

J. B. Lindsay. On some experiments upon a telegraph for communicating across rivers and seas, without the employment of a submerged cable. Athen. 1854. p. 1248-1248; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 157-157.

Bakewell. On telegraphic communication between England and America. Athen. 1854. p. 1248-1248; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 147-147.

T. Allan. Improvements in electric conductors, and in the means of insulating electric conductors. Repert. of pat. inv. (2) XXIV. 156-158; Bull. d. l. Soc. d'enc. 1854. p. 515-515.

R. Green. Improvements in insulators for insulating the wires or rods for conducting or transmitting electricity. Repert. of pat. inv. (2) XXIV. 244-245.

R. Walker. Improvements in signalling, by voltaic electricity, for the purpose of increasing the safety of railways. Repert. of pat. inv. (2) XXIV. 334-338; Polyt. C. Bl. 1855. p. 153-157.

L. Magrini. Ueber einige an den italienischen Telegraphenlinien durch den Blitz verursachte Zerstörungen und über die Mittel, sich gegen dergleichen Unfälle zu schützen. Brix Z. S. 1854. p. 241-251; Ann. télégr. 1855 Juillet.

Construction der Blitzableiter auf den österreichischen Telegraphenlinien. Brix Z. S. 1854. p. 252-252.

Zantedeschi. Signaux transmis en sens contraire. Cosmos V. 688-691; Arch. d. sc. phys. XXVIII. 146-147; Aten. ital. III.

J. Forsach. Vom neuartigen amerikanischen Schreibtelegraphen. Dingler J. CXXXIV. 413-415.

J. H. Johnson. Improvements in printing telegraphs. Mech. Mag. LXI. 592-592.

A. Krüger. Vorschlag zu einem neuen Blitzableiter für Telegraphenleitungen. Brix Z. S. 1854. p. 289-291.

W. Fardely. Zur Geschichte der Uebertragungsvorrichtungen. Brix Z. S. 1854. p. 298-300.

W. Gintl. Erläuternde Bemerkungen über die von Herrn Zantedeschi in Padua angestellten Versuche, betreffend die gleichzeitige Fortpflanzung zweier elektrischen Ströme nach entgegengesetzten Richtungen in demselben Leitungsdrahte. Wien. Ber. XIV. 287-290; Inst. 1855. p. 73-73.

— — Der elektrochemische Schreibtelegraph, auf die gleichzeitige Gegencorrespondenz an einer Drahtleitung angewendet. Wien. Ber. XIV. 400-415; Z. S. f. Naturw. V. 451-452; Brix Z. S. 1855. p. 202-208.

G. B. Airy. Nachrichten über in England ausgeführte galvanische Uhren. Astr. Nachr. XXXVIII. 210-210.

T. du Moncel. Établissement des communications entre un courant électrique et le sol. Mém. d. l. Soc. d. Cherbourg II. 102-103.

C. P. Smyth. Notice of the completion of the time-ball apparatus. Proc. of Edinb. Soc. III. 238-241.

M. Hipp. Ueber seine telegraphische Eisenbahncontrolluhr. Mitth. d. naturf. Ges. in Bern 1854. p. 62-64.

Anwendung des Elektromagnetismus zu astronomischen und geodätischen Zwecken.

On the determination of longitude by galvanic signals. Mech. Mag. LXI. 254-254.

Challis. On the determination of the longitude of Cambridge, from observations by galvanic signals. Athen. 1854. 753-753; Cosmos IV. 734-734; Phil. Mag. (4) VIII. 235-236.

Encke und Lorey. Längenbestimmung zwischen Berlin und Frankfurt mittelst des galvanischen Telegraphen. Z. S. f. Naturw. III. 395-396; Jahresber. d. Frankfurt. Ver. 1852-1853. p. 45; Astr. Nachr. XXXVIII. 1-6.

Airy et Le Verrier. Nouvelle détermination de la différence de longitude entre les observatoires de Paris et de Greenwich. C. R. XXXIX. 553-566; Inst. 1854. p. 329-331, p. 342-344; Cosmos V. 382-382, 386-390.

Quetelet. Différence des longitudes de Bruxelles et de Greenwich, déterminée par la télégraphie électrique. Bull. d. Brux. XXI. 2. p. 4-6 (Cl. d. sc. 1854. p. 190-192); Inst. 1854. p. 344-344.

Airy et Quetelet. Différence des longitudes des observatoires royaux de Greenwich et de Bruxelles. Bull. d. Brux. XXI. 2. p. 839-844 (Cl. d. sc. 1854. p. 535-540); Inst. 1855. p. 82-83.

---

40. Eisenmagnetismus.

G. Kirchhoff. Ueber den inducirten Magnetismus eines unbegränzten Cylinders von weichem Eisen. Crelle J. XLVIII. 348-376†.

Hr. Kirchhoff hat die Auflösung der Gleichungen, auf welche die von Poisson aufgestellte mathematische Theorie des in weichem Eisen inducirten Magnetismus geführt hat, für einen unbegränzten Eisencylinder unter der Annahme entwickelt, dafs die Mittelpunkte der inducirenden Kräfte im Endlichen liegen. Der dabei eingeschlagene Weg soll mit möglichster Kürze hier mitgetheilt werden. — Für jeden Punkt eines Eisenkörpers, der durch Vertheilung magnetisirt ist, hat man nach Poisson's Theorie

$$(1) \qquad V + \varphi + U = 0,$$

$$(2) \qquad U = -k\int \frac{ds}{s}\frac{\delta\varphi}{dN_i},$$

worin V das Potential der magnetisirenden Kräfte, k eine von der Natur des Eisens abhängige Constante, φ eine Function ist, die den magnetischen Zustand des Körpers dadurch bestimmt, dafs $k\frac{\delta\varphi}{\delta x}$, $k\frac{\delta\varphi}{\delta y}$, $k\frac{\delta\varphi}{\delta z}$ die auf die Volumeneinheit bezogenen

magnetischen Momente im Punkte x, y, z sind, ds das Element der Oberfläche des Eisenkörpers, N_i ein unbestimmtes Stück der nach innen gerichteten Normale von ds, $\frac{\delta\varphi}{\delta N_i}$ der Werth des nach N_i genommenen Differentialquotienten bei $N_i = 0$, s die Entfernung des ds von dem Punkte bedeutet, auf welchen U sich bezieht, endlich die Integration über die ganze Oberfläche genommen werden muſs; es stellt sodann U, sobald φ nach (1) und (2) bestimmt worden ist, wenn man unter s die Entfernung des ds von einem äuſseren Punkte versteht, das Potential des magnetischen Eisenkörpers in Beziehung auf diesen Punkt vor. V und φ sind Potentiale von Massen, die auſserhalb des Eisenkörpers liegen, und sollen als von Massenvertheilungen auf der Oberfläche herrührend angesehen werden. Wenn N_a ein unbestimmtes Stück der nach auſsen gerichteten Normale ist, und $\frac{\delta\varphi}{\delta N_a}$ bei $N_a = 0$ genommen wird, so ist die Dichtigkeit der Masse, von welcher φ herrührt, im Elemente ds

$$-\frac{1}{4\pi}\left(\frac{\delta\varphi}{\delta N_i}+\frac{\delta\varphi}{\delta N_a}\right),$$

und jene, von welcher V herrührt,

$$-\frac{1}{4\pi}\left(\frac{\delta V}{\delta N_i}+\frac{\delta V}{\delta N_a}\right);$$

ferner ist die Dichtigkeit der Massen, deren Potential U ist, bei ds

$$-k\frac{\delta\varphi}{\delta N_i}.$$

Es muſs daher die Dichtigkeit der Massenvertheilung auf der Oberfläche, deren Potential $V+\varphi+U$ ist, sein

$$-\frac{1}{4\pi}\left\{\frac{\delta V}{\delta N_i}+\frac{\delta V}{\delta N_a}+(1+4\pi k)\frac{\delta\varphi}{\delta N_i}+\frac{\delta\varphi}{\delta N_a}\right\}.$$

Hieraus wird also für die sämmtlichen Punkte der Oberfläche

$$(3)\qquad \frac{\delta V}{\delta N_i}+\frac{\delta V}{\delta N_a}+(1+4\pi k)\frac{\delta\varphi}{\delta N_i}+\frac{\delta\varphi}{\delta N_a}=0.$$

Sind nun x, y, z die senkrechten Coordinaten eines Punktes des Eisencylinders, dessen Axe die der x sein soll, und ist V das Potential in Beziehung auf diesen Punkt, so ist

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 V}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}=0,$$

und bei

$$y=r\cos\vartheta,\quad z=r\sin\vartheta$$

$$(4)\qquad \frac{\partial^2 V}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 V}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial V}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 V}{\partial \vartheta^2}=0.$$

Damit nun dieser Ausdruck für V_i einem inneren, für V_a einem äufseren Punkte genüge, und zugleich V_i und V_a für die Oberfläche Functionen von x und ϑ werden, wird

$$V=W_m\cos m\vartheta+W'_m\sin m\vartheta$$

gesetzt, worin m eine ganze Zahl, W_m und W'_m Functionen von x und r bedeuten sollen, wobei

$$\frac{\partial^2 W_m}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 W_m}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial W_m}{\partial r}-\frac{m^2}{r^2}W_m=0$$

sein mufs. Nimmt man T_{nm} als eine Function von r an, setzt unter Einführung der willkürlichen Constanten n, G_{nm} etc.

$$W_m=T_{nm}[G_{nm}\cos nx+H_{nm}\sin nx],$$
$$W'_m=T_{nm}[G'_{nm}\cos nx+H'_{nm}\sin nx],$$

wobei

$$(5)\qquad \frac{d^2T_{nm}}{dr^2}+\frac{1}{r}\frac{dT_{nm}}{dr}-\left(\frac{m^2}{r^2}+n^2\right)T_{nm}=0$$

sein mufs, ist ferner $S_m(\varrho)$ eine Function von ϱ, welche dem Ausdrucke

$$(6)\qquad \varrho\frac{d^2S_m}{d\varrho^2}+(m+1)\frac{dS_m}{d\varrho}-S_m=0$$

genügt, so hat man, um der Gleichung (5) zu genügen,

$$T_{nm}=r^m S_m\left(\frac{n^2r^2}{4}\right).$$

Nach Kummer ist (Crelle J. XVII. 229)

$$S_m=a\psi(1+m,\varrho)+b\varrho^{-m}\psi(1-m,\varrho),$$

worin ψ durch

$$\psi(\alpha,\varrho)=1+\frac{\varrho}{\alpha.1}+\frac{\varrho^2}{\alpha.(\alpha+1).1.2}+\frac{\varrho^3}{\alpha(\alpha+1)(\alpha+2).1.2.3}+\text{etc.}$$

definirt ist. Indem nun der Verfasser

$$\psi(1+m,\varrho)=P_m(\varrho),$$

also

$$T_{nm} = r^m P_m\left(\frac{n^2r^2}{4}\right)$$

setzt, erhält er ein particuläres Integral der Gleichung (5), welches für $\varrho = \infty$ unendlich grofs, für $\varrho = 0$ endlich wird, oder verschwindet.

Auf einem anderen, ebenfalls von Kummer angegebenen Wege gelangt nun Hr. Kirchhoff auf

$$T_{nm} = r^m Q_m\left(\frac{n^2r^2}{4}\right),$$

worin Q_m durch den Ausdruck

$$Q_m(\varrho) = \sqrt{\pi}.\varrho^{-\frac{2m+1}{4}}.e^{-2\sqrt{\varrho}}\Big\{1-\frac{1-4m^2}{1.16\sqrt{\varrho}}+\frac{(1-4m^2)(9-4m^2)}{1.2(16\sqrt{\varrho})^2}$$
$$-\frac{(1-4m^2)(9-4m^2)(25-4m^2)}{1.2.3(16\sqrt{\varrho})^3}+\text{etc.}\Big\}$$

seine Bedeutung erhält, und wobei T_{nm} für $r = 0$ unendlich grofs wird, hingegen bei $r = \infty$ verschwindet.

Hierdurch kommt man, unter Einführung der willkürlichen Constanten I_{nm}, K_{nm}, etc. auf die folgenden particulären Integrale der Gleichung (4):

$$V = \cos m\vartheta r^m P_m\left(\frac{n^2r^2}{4}\right)(G_{nm}\cos nx + H_{nm}\sin nx)$$
$$+\sin m\vartheta\varrho^m P_m\left(\frac{n^2r^2}{4}\right)(G'_{nm}\cos nx + H'_{nm}\sin nx)$$

und

$$V = \cos m\vartheta r^m Q_m\left(\frac{n^2r^2}{4}\right)(I_{nm}\cos nx + K_{nm}\sin nx)$$
$$+\sin m\vartheta r^m Q_m\left(\frac{n^2r^2}{4}\right)(I'_{nm}\cos nx + K'_{nm}\sin nx).$$

Indem nun der Verfasser nachweist, dafs sich von jedem dieser Ausdrücke in Beziehung auf n das Integral, und die Summe in Beziehung auf m nehmen läfst, indem er zeigt, dafs G_{nm}, H_{nm} etc. sich so bestimmen lassen, dafs V_i und V_a einer gegebenen Function von x und ϑ gleich werden, wenn man in ihnen r gleich dem Halbmesser R des Cylinders setzt, findet derselbe mit Hülfe des Fourier'schen Satzes:

$$
\text{(I)}\begin{cases}
V_i = \sum\limits_0^\infty m \cos m\vartheta \int_0^\infty \dfrac{r^m P_m\left(\frac{n^2 r^2}{4}\right)}{R^m P_m\left(\frac{n^2 R^2}{4}\right)} [A_m(n) \cos nx + B_m(n) \sin nx]\, dn \\[2ex]
\qquad + \sum\limits_1^\infty m \sin m\vartheta \int_0^\infty \dfrac{r^m P_m\left(\frac{n^2 r^2}{4}\right)}{R^m P_m\left(\frac{n^2 R^2}{4}\right)} [A'_m(n) \cos nx + B'_m(n) \sin nx]\, dn, \\[2ex]
\text{und} \\[2ex]
V_a = \sum\limits_0^\infty m \cos m\vartheta \int_0^\infty \dfrac{r^m Q_m\left(\frac{n^2 r^2}{4}\right)}{R^m Q_m\left(\frac{n^2 R^2}{4}\right)} [A_m(n) \cos nx + B_m(n) \sin nx]\, dn \\[2ex]
\qquad + \sum\limits_1^\infty m \sin m\vartheta \int_0^\infty \dfrac{r^m Q_m\left(\frac{n^2 r^2}{4}\right)}{R^m Q_m\left(\frac{n^2 R^2}{4}\right)} [A'_m(n) \cos nx + B_m(n) \sin nx]\, dn.
\end{cases}
$$

Hieraus wird auch

$$
\text{(II)}\begin{cases}
\varphi_i = \sum\limits_0^\infty m \cos m\vartheta \int_0^\infty \dfrac{r^m P_m\left(\frac{n^2 r^2}{4}\right)}{R^m P_m\left(\frac{n^2 R^2}{4}\right)} [C_m(n) \cos nx + D_m(n) \sin nx]\, dn \\[2ex]
\qquad + \sum\limits_1^\infty m \sin m\vartheta \int_0^\infty \dfrac{r^m P_m\left(\frac{n^2 r^2}{4}\right)}{R^m P_m\left(\frac{n^2 R^2}{4}\right)} [C'_m(n) \cos nx + D'_m(n) \sin nx]\, dn, \\[2ex]
\text{und} \\[2ex]
\varphi_a = \sum\limits_0^\infty m \cos m\vartheta \int_0^\infty \dfrac{r^m Q_m\left(\frac{n^2 r^2}{4}\right)}{R^m Q_m\left(\frac{n^2 R^2}{4}\right)} [C_m(n) \cos nx + D_m(n) \sin nx]\, dn \\[2ex]
\qquad + \sum\limits_1^\infty m \sin m\vartheta \int_0^\infty \dfrac{r^m Q_m\left(\frac{n^2 r^2}{4}\right)}{R^m Q_m\left(\frac{n^2 R^2}{4}\right)} [C'_m(n) \cos nx + D'_m(n) \sin nx]\, dn,
\end{cases}
$$

wenn man die Functionen $C_m(n)$ etc. in der Weise bestimmt, wie dies näher in der Abhandlung gezeigt wird. -

Aus $V_a + \varphi_a + U_a = 0$ ergiebt sich U_a, nämlich

$$U_a = \sum_0^\infty m \cos m\vartheta \int_0^\infty \frac{r^m Q_m\left(\frac{n^2 r^2}{4}\right)}{R^m Q_m\left(\frac{n^2 R^2}{4}\right)} [E_m(n) \cos nx + F_m(n) \sin nx] dn$$

$$+ \sum_1^\infty m \sin m\vartheta \int_0^\infty \frac{r^m Q_m\left(\frac{n^2 r^2}{4}\right)}{R^m Q_m\left(\frac{n^2 R^2}{4}\right)} [E'_m(n) \cos nx + F'_m(n) \sin nx] dn,$$

wobei

$$\frac{E_0(n)}{A_0(n)} = \frac{F_0(n)}{B_0(n)} = \text{etc.} = -\frac{4\pi k \varrho Q_0(\varrho) \cdot \frac{dP_0(\varrho)}{d\varrho}}{1 + 4\pi k \varrho Q_0(\varrho) \cdot \frac{dP_0(\varrho)}{d\varrho}},$$

$$\frac{E_m(n)}{A_m(n)} = \frac{F_m(n)}{B_m(n)} = \frac{E'_m(n)}{A'_m(n)} = \frac{F'_m(n)}{B'_m(n)}$$

$$= -\frac{2\pi k \frac{\varrho^m Q_m(\varrho)\left[m P_m(\varrho) + 2\varrho \frac{dP_m(\varrho)}{d\varrho}\right]}{1.2\ldots m}}{1 + 2\pi k \frac{\varrho^m Q_m(\varrho)\left[m P_m(\varrho) + 2\varrho \frac{dP_m(\varrho)}{d\varrho}\right]}{1.2\ldots m}},$$

dann $\varrho = \frac{n^2 R^2}{4}$ ist.

Die weiteren Untersuchungen des Verfassers erstrecken sich auf die durch elektrische Ströme magnetisirten Eisenkörper im Allgemeinen und auf solche von cylindrischer Form insbesondere. Von den speciellen Fällen, die hier betrachtet werden, und bei welchen, um die vorausgegangenen Formeln auch für diese neuen Bedingungen brauchbar zu machen, der Verfasser die entsprechenden Umänderungen vornimmt, wollen wir einiges hervorzuheben suchen.

Wird der Eisencylinder durch einen Kreisstrom magnetisirt, dessen Mittelpunkt in der Axe liegt und dessen Ebene senkrecht auf der Axe dieses Cylinders steht, hat der Strom die Intensiät 1, den Halbmesser s, und ist sein Mittelpunkt der Ursprung des Coordinatensystems, so wird für $r = 0$

$$V = 2\pi\left(1 + \frac{x}{\sqrt{(s^2 + x^2)}}\right)$$

und

$$\frac{\delta V}{\delta x} = \frac{2\pi s^2}{(s^2+x^2)^{\frac{3}{2}}}.$$

Bedeutet $f(x)$ eine Function, für welche $f(-x) = f(+x)$ ist, so hat man nach dem FOURIER'schen Satze

$$f(x) = \frac{2}{\pi}\int_0^\infty dn \cos nx \int_0^\infty d\alpha \cos n\alpha \,.\, f(\alpha).$$

Da $\frac{\delta V}{dx}$ der für $f(x)$ ausgesprochenen Bedingung genügt, so wird für $r = 0$

$$\frac{\delta V}{\delta x} = 4\int_0^\infty dn \cos nx \int_0^\infty \frac{s^2 d\alpha \cos n\alpha}{(s^2+\alpha^2)^{\frac{3}{2}}},$$

und, wenn man $s\alpha$ statt α setzt,

$$(7) \qquad \frac{\delta V}{\delta x} = 4\int_0^\infty dn \cos nx \int_0^\infty \frac{d\alpha \cos ns\alpha}{(1+\alpha^2)^{\frac{3}{2}}}.$$

In diesem Ausdruck kann

$$\int_0^\infty \frac{d\alpha \cos ns\,.\,\alpha}{(1+\alpha^2)^{\frac{3}{2}}} \text{ auf } \int_0^\infty \frac{\cos p\alpha\,.\,d\alpha}{\sqrt{(1+\alpha^2)}}$$

zurückgeführt werden; und da

$$\int_0^\infty \frac{\cos p\alpha\,.\,d\alpha}{\sqrt{(1+\alpha^2)}} = \tfrac{1}{2} Q_0\left(\frac{p^2}{4}\right)$$

gefunden werden kann, worin $Q_0\left(\frac{p^2}{4}\right)$ die früher angegebene Bedeutung hat, so wird bei $r = 0$

$$\frac{\delta V}{\delta x} = -4\int_0^\infty dn \cos nx \cdot \frac{n^2 s^2}{4} Q'_0\left(\frac{n^2 s^2}{4}\right),$$

worin

$$\frac{d\,.\,Q_0(\varrho)}{d\varrho} = Q'_0(\varrho)$$

ist. Für ein unbestimmtes r wird nach Früherem

$$\frac{\delta V}{\delta x} = \int_0^\infty dn \cos nx \frac{P_0\left(\frac{n^2 r^2}{4}\right)}{P_0\left(\frac{n^2 R^2}{4}\right)} A_0(n),$$

worin

$$A_0(n) = -4 P_0\left(\frac{n^2 R^2}{4}\right) \frac{n^2 s^2}{4} Q'_0\left(\frac{n^2 s^2}{4}\right) \text{ ist.}$$

Unter Anwendung des Vorstehenden und der früheren Gleichungen findet man, wenn

$$\frac{dP_0(\varrho)}{d\varrho} = P'_0(\varrho)$$

gesetzt wird,

$$\frac{\delta\varphi_i}{\delta x} = 4\int_0^\infty \frac{dn \cos nx P'_0\left(\frac{n^2r^2}{4}\right)\cdot\frac{n^2s^2}{4}Q'_0\left(\frac{n^2s^2}{4}\right)}{1+4\pi k\frac{n^2R^2}{4}P'_0\left(\frac{n^2R^2}{4}\right)Q_0\left(\frac{n^2R^2}{4}\right)}$$

und

$$\text{(III)} \quad \frac{\delta U_a}{\delta x}$$

$$= 16\pi k\int_0^\infty \frac{dn \cos nx . Q_0\left(\frac{n^2r^2}{4}\right) P_0\left(\frac{n^2R^2}{4}\right)\cdot\frac{n^2R^2}{4}\cdot P'_0\left(\frac{n^2R^2}{4}\right)\cdot\frac{n^2s^2}{4}\cdot Q'_0\left(\frac{n^2s^2}{4}\right)}{1+4\pi k\frac{n^2R^2}{4}\cdot P'_0\left(\frac{n^2R^2}{4}\right)\cdot Q_0\left(\frac{n^2R^2}{4}\right)}.$$

Die Gleichung (III) kann auch leicht auf den Fall angewendet werden, in welchem ein Eisencylinder von äufserst geringer Dicke von einem oder mehreren Kreisströmen magnetisirt wird. — Die bisherigen Entwickelungen sind auf den Fall, in welchem die Mittelpunkte der magnetisirenden Kräfte in unendlicher Entfernung liegen, nicht anwendbar; wenn aber der magnetische Zustand, in welchen eine Eisenmasse durch Kräfte der letzteren Art versetzt wird, bekannt ist, so kann man die magnetischen Momente derselben auch für den Fall angeben, dafs die Eisenmasse durch irgend welche Kräfte magnetisirt wurde. Für einen Eisencylinder können, wenn α, β, γ die magnetischen Momente, a, b, c die Componenten der magnetisirenden Kraft sind, für den erst bezeichneten Fall die folgenden Ausdrücke gefunden werden:

$$\alpha = ka,$$

$$\beta = \frac{kb}{1+2\pi k},$$

$$\gamma = \frac{kb}{1+2\pi k}.$$

Einzelne Betrachtungen für den zweiten Fall führt der Verfasser durch; wir müssen dieselben hier aber übergehen. Ebenso müssen wir uns mit der Bemerkung begnügen, dafs der Anhang zu der vorliegenden Abhandlung die Herstellung allgemeiner Aus-

drücke für das magnetische Moment einer Kugel und eines Ellipsoides aus Eisen, die durch eine constante Kraft magnetisirt werden, zum Gegenstande hat, und dafs die für das Ellipsoid gefundenen Formeln auf eine cylindrische Eisenmasse übergetragen, und hierfür noch specielle Fälle betrachtet werden. *Ku.*

J. Plana. Mémoire sur la théorie du magnétisme. Astr. Nachr. XXXIX. 225-240†, 305-308†.

Die vorliegende Abhandlung besteht aus zwei Artikeln, von welchen der erste die Erörterung einer allgemeinen Eigenschaft vornimmt, die allen durch Influenz magnetisirten gleichartigen Körpern zukommt, der zweite einzelne der bei Gelegenheit dieser Erörterungen gefundenen analytischen Gesetze auf die Untersuchungen des Falles anwendet, dafs eine Eisenkugel durch den Einflufs der in Beziehung auf Richtung und Intensität als constant angenommenen erdmagnetischen Kraft in schwachen magnetischen Zustand versetzt worden ist.

Die von Poisson in seiner mathematischen Theorie des Magnetismus über die durch Vertheilung magnetisirten Körper abgeleiteten Formeln führen noch auf eine grofse Anzahl von Thatsachen, die bis jetzt durch das Experiment entweder nur theilweise Erörterung finden konnten, oder noch gar nicht zur Sprache gekommen sind. Eine Eigenschaft, die sich aus diesen theoretischen Entwickelungen ergiebt, und die allen durch Influenz magnetisirbaren gleichartigen Körpern unter sonst gleichen Umständen zukommt, besteht unter anderem darin, dafs die Resultirende der sämmtlichen Kräfte, welche von einem durch Influenz magnetisirten Körper ausgehen, der Intensität und Richtung nach, der Resultirenden der von einer fictiven Schichte der freien magnetischen Flüssigkeit ausgehenden Kräfte aequivalent ist, und welche letztere auf die ganze Körperoberfläche sich erstreckend, oder diese Oberfläche bedeckend, gedacht wird. Diese Eigenschaft, welche man offenbar auch so aussprechen kann: „mag die Vertheilungsweise des Magnetismus im Innern eines Körpers irgend welche sein, so lassen sich die sämmtlichen Actionen nach aufsen

durch eine äquivalente Anordnung des Magnetismus ersetzen, wobei nur die Oberfläche dieses Körpers als magnetisch betrachtet wird", unterstellt nun der Verfasser einer ausgedehnten Betrachtung.

Bezeichnet E' die Dicke der hypothetischen magnetischen Flüssigkeit (an allen Stellen im Sinne der Normale der Oberfläche gemessen), so hat man

$$(1) \quad E' = K\left[\frac{d\varphi'}{dx'}\cos(Nx') + \frac{d\varphi'}{dy'}\cos(Ny') + \frac{d\varphi'}{dz'}\cos(Nz')\right],$$

worin K einen specifischen und constanten Coëfficienten bedeutet, der immer kleiner als $+1$ ist, φ' eine Function der drei unabhängigen Variablen x', y', z', für welche man hat

$$(2) \quad \frac{d^2\varphi'}{dx'^2} + \frac{d^2\varphi'}{dy'^2} + \frac{d^2\varphi'}{dz'^2} = 0.$$

Ist nun $F(x', y', z') = 0$ die Gleichung der Oberfläche des magnetisirten Körpers, und $dz' = p'dx' + q'dy'$ die Differentialgleichung der letzteren, so kann man in bekannter Weise $(\cos Nx')$ etc. durch p' und q' ausdrücken; und man hat daher, wenn jene Winkel sich auf den nach aufsen gerichteten Theil der Normale beziehen,

$$(3) \quad E' = \frac{K\left[\frac{d\varphi'}{dz'} - q'\frac{d\varphi'}{dy'} - p'\frac{d\varphi'}{dx'}\right]}{\sqrt{[1 + p'^2 + q'^2]}}.$$

Ist ω' der Winkel, welchen der vom Ursprunge des Coordinatensystemes nach (x', y', z') gezogene Radius vector r' mit der Normale bildet, so wird

$$\cos\omega' = \frac{x'}{r'}\cos(Nx') + \frac{y'}{r'}\cos(Ny') + \frac{z'}{r'}\cos(Nz')$$

oder auch

$$(4) \quad \cos\omega' = \frac{\frac{z'}{r'} - q'\frac{y'}{r'} - p'\frac{x'}{r'}}{\sqrt{[1 + p'^2 + q'^2]}}.$$

Aus (3) und (4) ergiebt sich nun

$$(5) \quad E'd\omega' = \frac{Kd\lambda'\left[\frac{d\varphi'}{dz'} - q'\frac{d\varphi'}{dy'} - p'\frac{d\varphi'}{dx'}\right]}{\frac{z'}{r'} - q'\frac{y'}{r'} - p'\frac{x'}{r'}}.$$

für das Differential des Volumens der genannten fictiven Schichte, worin $d\lambda' = d\omega' \cos\omega'$ die Projection des Elementes $d\omega'$ der Oberfläche in der durch den Radius vector gelegten Normalebene sein soll.

Sind

$$X = -\frac{dQ}{dx}, \quad Y = -\frac{dQ}{dy}, \quad Z = -\frac{dQ}{dz}$$

die Componenten der Kraft, mit welcher der magnetisirte Körper ein Molecül (x, y, z) der positiven und freien magnetischen Flüssigkeit zu bewegen sucht, oder überhaupt auf einen äufseren magnetischen Punkt wirkt, so hat man, wenn

$$\varrho = \sqrt{[(x-x')^2+(y-y')^2+(z-z')^2]} \text{ ist,}$$

$$(6)\left\{\begin{aligned} Q &= \iint \frac{E'd\omega'}{\varrho} \\ Q &= K\iiint\left[\frac{d\varphi'}{dx'}.\frac{d\left(\frac{1}{\varrho}\right)}{dx'} + \frac{d\varphi'}{dy'}.\frac{d\left(\frac{1}{\varrho}\right)}{dy'} + \frac{d\varphi'}{dz'}.\frac{d\left(\frac{1}{\varrho}\right)}{dz'}\right]dx'dy'dz'. \end{aligned}\right.$$

Hierin bezieht sich der erste Werth von Q auf die ganze Oberfläche, der zweite auf das ganze Volumen des magnetisirten Körpers. Das ganze Volumen der fictiven Schichte ist

$$\iint E'd\omega' = SEd\omega',$$

und es mufs daher

$$(7) \qquad SE'd\omega' = 0$$

sein. Um nun φ' und Q für einzelne Fälle entwickeln zu können, seien r', θ', ψ' die Polarcoordinaten von (x', y', z'), also

$$x' = r'\cos\theta', \quad y' = r'\sin\theta'\sin\psi', \quad z' = r'\sin\theta'\cos\psi',$$
$$d\lambda' = r'^2\sin\theta' d\theta' d\psi',$$

so hat man, wenn p' und q' durch

$$-\frac{\left(\frac{dF}{dx'}\right)}{\left(\frac{dF}{dz'}\right)} \text{ und } -\frac{\left(\frac{dF}{dy'}\right)}{\left(\frac{dF}{dz'}\right)}$$

beziehungsweise ersetzt werden, und

$$\left(\frac{dF}{dx'}\right), \left(\frac{dF}{dy'}\right), \left(\frac{dF}{dz'}\right)$$

durch Functionen von r', θ' und ψ' ersetzt werden,

$$(8)\begin{cases} E'd\omega' = Kr'^2 \sin\theta' d\psi' d\theta' \left[\cos\theta' \frac{d\varphi'}{dx'} + \sin\theta' \sin\psi' \frac{d\varphi'}{dy'}\right. \\ \left. + \sin\theta' \cos\psi' \frac{d\varphi'}{dz'}\right] - \frac{Kr'\left(\frac{dF}{d\theta'}\right)}{\left(\frac{dF}{dr'}\right)} \sin\theta' d\theta' d\psi' \left[\sin\theta' \frac{d\varphi'}{dx'}\right. \\ \left. - \cos\theta' \sin\psi' \frac{d\varphi'}{dy'} - \cos\theta' \cos\psi' \frac{d\varphi'}{dz'}\right] \\ + \frac{Kr'\left(\frac{dF}{d\psi'}\right)}{\left(\frac{dF}{dr'}\right)} d\theta' d\psi' \left[\cos\psi' \frac{d\varphi'}{dy'} - \sin\psi' \frac{d\varphi'}{dz'}\right]; \end{cases}$$

und wenn man die zwischen r', θ', ψ' einerseits und $x', y', z', \frac{d.F}{dx'}$, etc. andererseits stattfindenden Beziehungen auf φ' anwendet, so wird

$$(9)\begin{cases} E'd\omega' = K \sin\theta' d\theta' d\psi' r'^2 \left(\frac{d\varphi'}{dr'}\right) \\ + K \sin\theta' d\theta' d\psi' \frac{\left(\frac{dF}{d\theta'}\right)\left(\frac{d\varphi'}{d\theta'}\right)}{\left(\frac{dF}{dr'}\right)} + K d\theta' d\psi' \frac{\left(\frac{dF}{d\psi'}\right)\left(\frac{d\varphi'}{d\psi'}\right)}{\sin\theta' \left(\frac{dF}{dr'}\right)}, \end{cases}$$

worin r' durch die unentwickelte Function

$$F[r'\cos\theta',\quad r'\sin\theta'\sin\psi',\quad r'\sin\theta'\cos\psi'] = 0$$

bestimmt ist.

Der Gleichung (2) wird genügt durch einen Ausdruck von der Form

$$(10)\qquad \varphi' = r'^m f(\theta', \psi'),$$

worin m eine ganze positive Zahl, und in Beziehung auf $f(\theta', \psi')$ sein mufs:

$$(11)\quad m(m+1)\sin\theta' f(\theta',\psi') + \frac{d^2 f(\theta',\psi')}{\sin\theta' d\psi'^2} + \frac{d.\left[\sin\theta' \frac{df(\theta',\psi')}{d\theta'}\right]}{d\theta'} = 0.$$

Substituirt man nun in (9) die aus (10) und (11) hervorgehenden Ausdrücke, und eliminirt in der so erhaltenen Gleichung mittelst der Gleichung (11) das Product $m \sin\theta' f(\theta', \psi')$, so erhält man

$$
(12)\left\{\begin{aligned}
E'd\omega' = &-\frac{K}{m+1}d\theta' d\psi' r'^{m+1}\frac{d\left[\sin\theta'\frac{df(\theta',\psi')}{d\theta'}\right]}{d\theta'}\\
&+Kr'^{m}\sin\theta' d\theta' d\psi'\frac{\left(\frac{dF}{d\theta'}\right)\frac{df(\theta',\psi')}{d\theta'}}{\left(\frac{dF}{dr'}\right)}\\
&+Kr'^{m}d\theta' d\psi'\frac{\left(\frac{dF}{d\psi'}\right)\frac{d.f(\theta',\psi')}{d\psi'}}{\sin\theta'\left(\frac{dF}{dr'}\right)}\\
&-\frac{K}{m+1}d\theta' d\psi' r'^{m+1}\frac{d^2f(\theta',\psi')}{\sin\theta' d\psi'^2}.
\end{aligned}\right.
$$

Ist die Oberfläche des hier in Rede stehenden Körpers eine in sich zurückkehrende, und integrirt man von $\theta' = 0$ bis $\theta' = \pi$, ferner von $\psi' = 0$ bis $\psi' = 2\pi$, nimmt mit den erhaltenen Ausdrücken die gehörigen Vereinfachungen vor, so erhält man

$$
(13)\left\{\begin{aligned}
SE'd\omega' = &\,K\int_0^{\pi}\frac{d\theta'}{\sin\theta'}\int_0^{2\pi}d\psi' r'^{m}\frac{\left(\frac{dF}{d\psi'}\right)\frac{d.f(\theta',\psi')}{d\psi'}}{\left(\frac{dF}{dr'}\right)}\\
&-\frac{K}{m+1}\int_0^{\pi}\frac{d\theta'}{\sin\theta'}\int_0^{2\pi}d\psi'.r'^{m+1}\frac{d^2f(\theta',\psi')}{d\psi'^2}.
\end{aligned}\right.
$$

Wird nun das zweite Glied des zweiten Theiles dieses Ausdruckes durch Theilung integrirt, dabei berücksichtiget, dafs $r'^{m+1}\frac{df(\theta',\psi')}{d\psi'}$ innerhalb der Gränzen $\psi' = 0$, $\psi' = 2\pi$ verschwindet, und dafs

$$\left(\frac{dF}{dr'}\right)dr' + \left(\frac{dF}{d\psi'}\right)d\psi' = 0,$$

also

$$\frac{dr'}{d\psi'} = -\frac{\left(\frac{dF}{d\psi'}\right)}{\left(\frac{dF}{dr'}\right)}$$

sein mufs, so findet man, wie in (7) angedeutet wurde,

$$SE'd\omega' = 0.$$

Außerdem zeigt es sich, daſs die Gleichung (9) durch folgende ersetzt werden kann:

$$(14)\quad \begin{cases} E'd\omega' = K \sin\theta' d\theta' d\psi' \left[r'^2\left(\frac{d\varphi'}{dr'}\right) \right. \\ \left. \qquad - \left(\frac{dr'}{d\theta'}\right)\left(\frac{d\varphi'}{d\theta'}\right) \frac{\left(\frac{dr'}{d\psi'}\right)\left(\frac{d\varphi'}{d\psi'}\right)}{\sin^2\theta'} \right]. \end{cases}$$

Diesem Entwickelungsgang kann man nun eine groſse Ausdehnung geben, und den Resultaten eine solche Allgemeinheit verschaffen, daſs sie sich auf alle vorkommenden Fälle anwenden lassen. Hierzu reicht es immer aus, die für φ' anzugebende oder einzuführende Function so zu wählen, daſs dieser Zweck erreicht wird. Nimmt man

$$(15)\qquad \varphi' = r'^m f(\theta', \psi') + \frac{1}{r'^{m+1}} \Pi(\theta', \psi'),$$

worin f und Π willkürliche Functionen von θ' und ψ' bedeuten, so kann man unter anderem hierdurch das Gesetz der Vertheilung des Magnetismus in einer hohlen Kugel aus weichem Eisen ermitteln, die durch die erdmagnetische Kraft influenzirt wurde. Die Zahl m kann dabei alle ganzen positiven Zahlenwerthe annehmen, so daſs die Function φ' hierbei durch

$$(16)\quad \varphi' = \sum_0^\infty r'^m f_{(m)}(\theta', \psi') + \sum_0^\infty \frac{1}{r'^{m+1}} \Pi_{(m)}(\theta', \psi')$$

angegeben ist, $f_{(0)}$, $f_{(1)}$ etc., $\Pi_{(0)}$, $\Pi_{(1)}$ etc. willkürliche Functionen von θ' und ψ' bedeuten, und jedesmal

$$\frac{d^2\varphi'}{dx'^2} + \frac{d^2\varphi'}{dy'^2} + \frac{d^2\varphi'}{dz'^2} = 0$$

sein muſs.

Wegen $SE'd\omega' = 0$ muſs sich

$$Q = \int \frac{E'd\omega'}{\varrho}$$

nach den Potenzen von $\frac{1}{r}$ entwickeln lassen, worin r die Distanz des angezogenen oder abgestoſsenen Punktes vom Schwerpunkte des homogen magnetisirten Körpers ist. Setzt man

$$\frac{1}{\varrho} = \frac{1}{r} + \frac{r'}{r^2} Y'_{(1)} + \frac{r'^2}{r^3} Y'_{(2)} + \text{etc.},$$

so hat man wegen

$$\int E d\omega' = 0$$

jetzt

$$Q = \frac{1}{r^3}\int E d\omega' . r' Y'_{(1)} + \frac{1}{r^3}\int E d\omega' r'^2 Y_{(2)} + \text{etc.},$$

so dafs also die Componente $-\left(\frac{dQ}{dr'}\right)$ durch einen Ausdruck dargestellt wird, der mit einem Gliede beginnt, welches dem Cubus von r umgekehrt proportional ist, etc.

Die bis jetzt erörterten Gesetze (6) und (14) wendet nun der Verfasser auf eine Kugel von weichem Eisen an, die durch den Einflufs der erdmagnetischen Kraft, deren Intensität und Richtung hierbei als constant angenommen wird, magnetisirt ist. Da hier

$$\frac{dr'}{d\theta'} = 0, \quad \frac{dr'}{d\psi'} = 0$$

wird, so geht die Gleichung (14) über in

$$E d\omega' = K r'^2 \left(\frac{d\varphi'}{dr'}\right) \sin\theta' d\theta' d\psi'.$$

Setzt man

$$x = r\cos\theta, \quad y = r\sin\theta\sin\psi, \quad z = r\sin\theta\cos\psi,$$
$$\cos\varepsilon = \cos\theta\cos\theta' + \sin\theta\sin\theta'\cos(\psi - \psi'),$$

so wird

$$(18) \qquad \varrho = \sqrt{[r^2 + r'^2 - 2rr'\cos\varepsilon]};$$

und entwickelt man $\frac{1}{\varrho}$ einmal nach den Potenzen von $\frac{1}{r}$ und dann nach denen von $\frac{1}{r'}$, so wird

$$(19) \qquad \frac{1}{\varrho} = \frac{1}{r'} + \frac{r}{r'^2} Y'_{(1)} + \frac{r^2}{r'^3} Y'_{(2)} + \frac{r^3}{r'^4} Y'_{(3)} + \text{etc.},$$

$$(20) \qquad \frac{1}{\varrho} = \frac{1}{r} + \frac{r'}{r^2} Y'_{(1)} + \frac{r'^2}{r^3} Y'_{(2)} + \text{etc.},$$

worin $Y'_{(1)}$, $Y'_{(2)}$ unbekannte Functionen von $\cos\varepsilon$ sind.

Den für φ' in Gleichung (15) angegebenen Ausdruck kann man auf die Form bringen

$$(21) \qquad \varphi' = r' U'_{(1)} + r'^2 U'_{(2)} + r'^3 U'_{(3)} + \text{etc.},$$

und dann ist

$$(22)\qquad \frac{d\varphi'}{dr'} = U'_{(1)} + 2r'U'_{(2)} + 3r'^2 U'_{(3)} + \text{etc.},$$

worin $U_{(1)}$, $U_{(2)}$ etc. der Gleichung (11) zu genügen haben, während ihre Form im Allgemeinen unbekannt ist.

Mit Hülfe der vorstehenden Gleichungen ergiebt sich endlich

$$(23)\qquad Q = 4\pi K\left[\frac{1}{3}U_{(1)} + \frac{2}{5}r^2 U_{(2)} + \frac{3}{7}r^4 U_3 + \ldots + \frac{i}{2i+1}U_i + \text{etc.}\right]$$

und

$$(24)\qquad Q = \frac{4\pi K r'^3}{r^2}\left[\frac{1}{3}U_{(1)} + \frac{2}{5}\frac{r'^2}{r}U_{(2)} + \ldots + \frac{i}{2i+1}\frac{r'^{2i-2}}{r^{i-1}}U_{(i)} + \text{etc.}\right],$$

worin $U_{(i)}$ das vorstellt, was aus $U'_{(i)}$ wird, wenn darin θ' und ψ' beziehungsweise in θ und ψ übergehen, und wobei ferner die Gleichung (23) für jeden inneren, die Gleichung (24) auf jeden äufseren Punkt der Kugel anwendbar ist.

Nennt man A, B, C die drei mit den Coordinatenaxen parallelen Componenten der erdmagnetischen Kraft, so ergiebt sich aus den erhaltenen Gleichungen und nach den weiteren Entwickelungen des Verfassers

$$(25)\qquad Q = -\frac{Ka^3}{r^3}(Ax + By + Cz),$$

wo $a = r'$ den Halbmesser der Kugel bedeutet; und die Componenten der Kraft, mit welcher die Kugel auf einen äufseren positiv magnetischen Punkt wirkt, um diesen in Bewegung zu versetzen, werden

$$(26)\qquad \begin{cases} X = \dfrac{Ka^3}{r^3}\left[A - \dfrac{3x}{r^2}(Ax + By + Cz)\right], \\ Y = \dfrac{Ka^3}{r^3}\left[B - \dfrac{3y}{r^2}(Ax + By + Cz)\right], \\ Z = \dfrac{Ka^3}{r^3}\left[C - \dfrac{3z}{r^2}(Ax + By + Cz)\right]. \end{cases}$$

Befindet sich der Punkt in der Ebene, deren Gleichung

$$Ax + By + Cz = 0,$$

die also senkrecht zur Richtung der magnetischen Kraft steht, welche von der Erde herrührt, so wird die Resultante

$$\left(1 - K\frac{a^3}{r^3}\right)\sqrt{[A^2 + B^2 + C^2]},$$

also proportional dieser Kraft, und, wenn nahezu $a = r$ ist, dieser Kraft selbst gleich.

Wenn der Mond fähig wäre, durch Einwirkung der erdmagnetischen Kraft durch Vertheilung magnetisch zu werden, so hätte man $\left(\frac{a}{r}\right)^3 = \left(\frac{1}{60}\right)^3$ in (26) einzusetzen, um seine Einwirkung auf einen äufseren Punkt, etwa auf einen Pol einer Magnetnadel bestimmen zu können, wenn man dabei $\frac{1}{60^3}$ nicht als einen verschwindend kleinen Factor ansehen, und die für X, Y und Z sich ergebenden Werthe in Betracht ziehen wollte. Befindet sich die Kugel während ihrer Einwirkung auf äufsere Punkte in Rotation um einen ihrer Durchmesser, der z. B. mit X zusammenfällt, so reicht es aus, wenn man

$$BM + CN \text{ statt } B, \text{ und } CM - BN \text{ statt } C$$

setzt, worin, wenn n die Winkelgeschwindigkeit bedeutet,

$$M = \int_0^{x'} dx \cos nx \frac{df(x)}{dx}, \quad N = \int_0^{x'} dx \sin nx \frac{df(x)}{dx};$$

und diese Werthe können in allen besonderen Fällen, wenn die zugehörigen Umstände bekannt sind, entweder unmittelbar angegeben, oder durch das Experiment ermittelt werden. — Der Verfasser macht nunmehr auf die Uebereinstimmung dieser theoretischen Resultate mit den durch die Versuche Barlow's gewonnenen Thatsachen aufmerksam, und deutet zugleich an, wie wünschenswerth es wäre, durch geeignete Experimente die Theorie der inducirten Ströme für besondere, hier bezeichnete Fälle mit den auf theoretischem Wege gefundenen Gesetzen in Verbindung zu bringen. Die ferneren Entwickelungen des Verfassers, welche für den zuletzt bezeichneten Fall die weitere Untersuchung zum Gegenstande haben, müssen wir hier übergehen.

Ku.

Walker. Nouveau procédé pour confectionner des aimants permanents. Bull. d. l. Soc. d'enc. 1854. p. 584-584†.

Hr. Walker härtet den Stahl, indem er ihn zuerst in geschmolzenes Blei und dann rasch in kochendes Wasser taucht. Magnete aus diesem Stahl, 6 Zoll lang und 600 Gran schwer, tragen das Vierzehnfache ihres Gewichts. *Kr.*

---

41. Para- und Diamagnetismus.

A. DE LA RIVE. Théorie générale des phénomènes dus au pouvoir magnétique. Arch. d. sc. phys. XXV. 105-134†; Mech. Mag. LXI. 6-7.

v. FEILITZSCH. Ueber Hrn. DE LA RIVE's Theorie der von der Magnetkraft abhängigen Erscheinungen. Pogg. Ann. XCIII. 248-260†.

Das aus dem Handbuch der Elektricitätslehre von Hrn. DE LA RIVE besonders abgedruckte Capitel enthält, nach einer längeren Discussion des Zusammenhanges der verschiedenen magnetischen Erscheinungen und der zur Erklärung derselben aufgestellten Hypothesen, die eigene theoretische Ansicht des Verfassers, die sich in folgende Sätze zusammenfassen läfst.

Die sphärischen Atome besitzen eine natürliche Polarität, die man mit einer Rotationsbewegung in Zusammenhang bringen kann, in Folge deren sich an den beiden Endpunkten der Umdrehungsaxe fortwährend die entgegengesetzten Elektricitäten ansammeln. Sind die Atome getrennt, so gleichen sich die Elektricitäten fortwährend durch eine Rückströmung über die Oberfläche derselben aus, so dafs also im Innern jedes Atoms ein Strom von Pol zu Pol und ein Rückstrom auf der Oberfläche stattfindet. Stehen die Atome einander hinreichend nahe, so gruppiren sich dieselben zu Molecülen (molécules intégrantes), indem eine gröfsere oder geringere Anzahl von Atomen zu einem geschlossenen Kreise zusammentritt, in welchen der positive Pol eines jeden Atoms den negativen des nächstfolgenden berührt. In Folge dessen vereinigen sich die beiden Elektricitäten fortwährend an den sich berührenden Polen, und das ganze System wird von einem Kreisstrom durchflossen. Solche Körper sind magnetisch. Im natürlichen Zustand haben die Ebenen der Kreisströme alle möglichen verschiedenen Richtungen, und ihre Wirkungen nach aufsen heben einander auf. Unter dem Einflufs eines Magneten oder eines äufseren Kreisstromes werden sie parallel gerichtet, und der Körper zeigt die Erscheinungen des Stahls

oder des weichen Eisens, je nachdem sie nach Entfernung der richtenden Ursache in ihrer parallelen Lage beharren oder nicht. — Es werden daher vorzugsweise diejenigen Metalle magnetische Eigenschaften zeigen, deren Atome einander am nächsten stehen, oder welche das kleinste Atomvolumen besitzen, wie Eisen, Nickel, Kobalt, Mangan u. s. w., während die diamagnetischen Metalle, Gold, Silber und besonders Antimon, Blei und Wismuth ein grofses Atomvolumen besitzen, d. h. in gleichem Raum eine weit geringere Anzahl von Atomen enthalten.

Aber zur Hervorbringung der magnetischen Erscheinungen ist es nicht hinreichend, dafs die Atome einander nahe genug stehen, sondern es ist auch erforderlich, dafs sie nicht zu gute Leiter der Elektricität sind, weil sich sonst die an den Polen der Atome angesammelten Elektricitäten zu leicht rückwärts über die Oberfläche ausgleichen und so das Zustandekommen der Molecularströme verhindert wird. Daraus erklärt sich, dafs Zink und Kupfer, trotz ihres kleinen Atomvolumens, dennoch, wiewohl schwach, diamagnetisch sind. Die Wärme vermindert die magnetischen Eigenschaften, indem sie die Atome von einander entfernt.

Bei den diamagnetischen Körpern stehen die Atome in einem Molecül zu entfernt, um sich von selbst zu elektrischen Atomenketten zu gruppiren. Wird der Körper aber der Einwirkung eines starken geschlossenen Stromes oder Magnetpols ausgesetzt, so wirkt dieser richtend auf die ihm zunächst liegenden Atome des Molecüles und richtet ihre Axen denen seiner eigenen polaren Molecüle parallel und so, dafs ihre Pole entgegengesetzt gerichtet sind wie die der Atome im inducirenden Stromleiter. Ist so der Anstofs gegeben, so gewinnen die parallel gerichteten Atome ihrerseits Kraft, die übrigen Atome ihres Molecüles zu richten und zu einem Kreisstrom zu vereinigen, der dem äufseren Strom entgegengesetzt gerichtet ist und in Folge dessen eine Abstofsung hervorbringt. Diese Erklärungsweise ist in Uebereinstimmung mit der von Hrn. de la Rive gegebenen Erklärung der Volta-Induction. Das Resultat ist im Wesentlichen mit der Weber'schen Hypothese identisch, dafs die Erscheinungen des Eisenmagnetismus von der richtenden Wirkung

auf schon vorhandene Molecularströme, die diamagnetischen Erscheinungen von der Induction neuer Ströme herrühren.

Die am stärksten diamagnetischen Medien besitzen nach Versuchen von E. Becquerel, Bertin und dem Verfasser auch im höchsten Grade die Eigenschaft, unter dem Einfluſs des Lichts die Polarisationsebene zu drehen. Die Drehung der Polarisationsebene kann man sich nicht als eine Wirkung der Molecularströme denken, sondern beide sind vielmehr Folgen derselben Ursache, nämlich der veränderten Anordnung der Atome. Die richtende Wirkung, welche ein äuſserer Strom auf die schon vorhandenen Molecularströme magnetischer Media ausübt, ist ohne Einfluſs auf die Polarisationsebene; die Atome magnetischer Körper scheinen überhaupt zu eng beisammen zu stehen, um in Folge ihrer regelmäſsigen Anordnung auf das Licht zu wirken, während die Atome diamagnetischer Substanzen, wenn sie durch eine äuſsere Ursache regelmäſsig gerichtet werden, dennoch entfernt genug von einander bleiben, um „individuell" auf den Lichtstrahl einzuwirken.

Diese Theorie der magnetischen und diamagnetischen Erscheinungen unterwirft Hr. von Feilitzsch einer Kritik, in welcher wohl nicht mit Unrecht die Unhaltbarkeit der gemachten Voraussetzungen nachgewiesen wird. Ein näheres Eingehen auf die zur Widerlegung der Theorie angeführten Thatsachen und theoretischen Gründe würde jedoch hier zu weit führen. *Jo.*

---

v. Feilitzsch. Erklärung der diamagnetischen Wirkungsweise durch die Ampère'sche Theorie. Zweite Abhandlung. Pogg. Ann. XCII. 366-401†, 536-576†.

Diese Abhandlung des Hrn. von Feilitzsch hat zum Zweck, die von ihm aufgestellte Theorie der magnetischen und diamagnetischen Erscheinungen weiter auszuführen und namentlich der Weber'schen Theorie gegenüber zu vertheidigen. Gegen die Weber'schen Versuche [1]), welche eine Polarität des Wismuths nachzuweisen bestimmt sind, die der des Eisens entgegengesetzt ist, sind namentlich in Folge des negativen Resultats der entsprechen-

[1]) Berl. Ber. 1852. p. 502*.

den Versuche von FARADAY[1]) Einwände erhoben worden. Die von WEBER festgestellten Thatsachen findet Hr. v. FEILITZSCH durch Wiederholung der Versuche mit einem ganz ähnlichen Apparat vollkommen bestätigt; aber er schreibt die erhaltenen Resultate den Inductionsströmen zu, welche in der Wismuthmasse durch die Bewegung in der Stromspirale entstehen. Er verlangt, dafs, um diesen Einwurf zu beseitigen, die Versuche mit nicht leitenden diamagnetischen Substanzen (Glas, Phosphor, Wachs) angestellt werden, mit welchen Hr. v. FEILITZSCH stets negative Resultate erhielt. Hr. v. FEILITZSCH sucht seine Deutung der Erscheinungen durch eine ausgedehnte Reihe von Experimentaluntersuchungen zu unterstützen.

Anstatt am Ende jeder halben Schwingung den Wismuthstab zu heben oder zu senken, liefs Hr. v. FEILITZSCH denselben während 20 einfacher Schwingungen des Magneten in der oberen, während der nächsten 20 Schwingungen in der unteren Lage u. s. f. Wurde dann jedesmal aus den 10 letzten Elongationen das Mittel genommen, auf welches die etwa durch die Bewegung in der Wismuthmasse entstandenen Inductionsströme keinen Einflufs haben konnten, so fand sich, dafs die Gleichgewichtslage der Magnetnadel bei der oberen und unteren Stellung des Wismuthstabes nicht verschieden war.

Ein besonderes Gewicht legt Hr. v. FEILITZSCH bekanntlich darauf, ob die magnetische Erregung von den Enden her oder von der Mitte her stärker ist; im ersteren Fall tritt die diamagnetische, im letzteren die magnetische Erregung ein[2]). Er sucht dies durch Anwendung von Spiralen zu bestätigen, welche kürzer sind als die darin bewegten Wismuthstäbe, und in denen die Zahl der Windungen nach der Mitte hin zunimmt. Bei der angegebenen Beobachtungsmethode gelangt er zu dem Resultat, „dafs ein Wismuthstab zwar eine weit schwächere, aber dem Eisenstab gleichgerichtete Polarität annimmt, wenn er in der Mitte seiner Längsausdehnung eine stärkere magnetische Erregung erfährt als an seinen Enden.

[1]) Berl Ber. 1850, 51. p. 1134*.
[2]) Berl. Ber. 1850, 51. p. 1166*.

Eine Wiederholung der Versuche von Poggendorff[1]) und Tyndall[2]) über die Ablenkung, welche ein in einer horizontalen Stromspirale an einem Coconfaden frei schwebend aufgehängter Wismuthstab durch die Pole eines Elektromagneten erleidet, ergab ein den Versuchen von Tyndall widersprechendes Resultat. Alle Substanzen zeigten eine gleiche Ablenkung wie das Eisen. Nur einige magnetische Substanzen, wie Neusilber, Zink, Platin, braunes Siegellack, zeigten ein abnormes Verhalten, welches der Verfasser dadurch erklärt, daſs er denselben eine Coërcitivkraft zuschreibt, die zu Täuschungen Veranlassung gab.

Die folgenden Versuche, auf deren Detail hier nicht eingegangen werden kann, betreffen vorzugsweise die Verschiedenheiten der magnetischen Erregung in der Richtung des Querschnitts.

Den Schluſs der Abhandlung bildet eine weitere Ausführung der in der ersten Abhandlung[3]) aufgestellten Theorie und namentlich ihre Anwendung auf das magnetische Verhalten krystallinischer Körper. Hr. v. Feilitzsch unterscheidet drei verschiedene magnetische Erregungsarten, den eisenmagnetischen, sauerstoffmagnetischen und wismuthmagnetischen Zustand. Diese Verschiedenheiten beruhen auf der verschiedenen Anordnung und namentlich der verschiedenen Entfernung der Molecüle und ihrer in Folge dessen verschiedenen Wechselwirkung. Die Erregung ist bei diesen drei Zuständen verschieden, sowohl in der Richtung der Axe als in der des Querschnitts. Nach der Richtung der Axe ist im magnetischen Zustand das magnetische Moment der Molecüle in der Mitte gröſser als an den Enden, im diamagnetischen und sauerstoffmagnetischen an den Enden gröſser als in der Mitte. Nach der Richtung des Querschnitts ist das magnetische Moment bei eisenmagnetischen Körpern in der Mitte = 0 und an der Peripherie und in geringem Abstand von derselben von gleicher Gröſse. In wismuthmagnetischen Körpern nimmt das Moment von der Peripherie nach der Mitte ab, ohne = 0 zu werden, in sauerstoffmagnetischen Körpern ist es an allen Punkten desselben Querschnitts gleich.

[1]) Berl. Ber. 1847. p. 496.
[2]) Berl. Ber. 1850, 51. p. 1138*.
[3]) Berl. Ber. 1852. p. 577*

Aus dem Verhalten der eisen- und wismuthmagnetischen Querschnitte folgen nun die Erscheinungen der magnetischen Anziehung und Abstofsung. Jeder Querschnitt strebt sich nämlich von Orten geringerer zu Orten gröfserer magnetischer Wirkung zu bewegen. Die Stelle der gröfsten magnetischen Wirkung eines Querschnitts fällt aber nicht mit diesem Querschnitt zusammen, sondern in eine gewisse Entfernung von demselben, welche mit der Art der Erregung in der Richtung des Querschnitts wechselt. Zwei dünne Eisenplatten, parallel in eine flache Spirale gebracht, stofsen einander, wenn die Spirale erregt wird, ab und haben eine stabile Gleichgewichtslage in einer gewissen Entfernung. Ein ähnliches Verhalten zeigen zwei Wismuthplatten oder eine Eisen- und eine Wismuthplatte. In Folge der verschiedenen Erregung in der Richtung der Axe liegt nun die Stelle stärkster Magnetkraft eines länglichen eisenmagnetischen Körpers innerhalb des Körpers selbst, dagegen bei einem wismuthmagnetischen Körper aufserhalb und in beträchtlicher Entfernung vom Körper. Deshalb wird Eisen vom Magnetpol angezogen, Wismuth dagegen weicht zurück.

Das Verhalten krystallinischer Substanzen erklärt sich dadurch, dafs die Entfernung der Theilchen in einer den Blätterdurchgängen parallelen Richtung geringer ist als senkrecht darauf. Wird einem solchen Körper ein Magnetpol in der letzteren Richtung genähert, so wird sich die Erregung in der Richtung der Axe mehr zu der diamagnetischen, in der Richtung des Querschnitts, wo die Theilchen näher stehen, mehr zu der magnetischen Erregungsweise hinneigen, während bei axialer Stellung der Spaltungsrichtungen das Gegentheil stattfindet, und daraus lassen sich die beobachteten Erscheinungen ableiten. Plücker fand, dafs Gemenge aus diamagnetischen und magnetischen Substanzen durch nahe oder starke Magnetpole abgestofsen, durch entfernte oder schwache Pole angezogen werden. Müller erklärt dies dadurch, dafs magnetische Substanzen ihren Sättigungspunkt eher erreichen als diamagnetische. Hr. v. Feilitzsch erklärt es durch die Thatsache, dafs die Anziehungsmittelpunkte eines Elektromagneten von den Enden aus beträchtlich zurückweichen, wenn sich dessen Intensität vermindert.

Sauerstoffmagnetische Körper werden in allen Entfernungen von Magnetpolen angezogen, weil bei ihnen die Molecularinduction Null ist und darum die Stelle der gröfsten magnetischen Wirkung eines jeden Querschnitts mit diesem Querschnitt selbst zusammenfällt.

Die Beantwortung der Abhandlung des Hrn. v. Feilitzsch, insbesondere durch Tyndall und v. Quintus Icilius, gehört einem späteren Jahresbericht an. *Jo.*

W. Thomson. Remarques sur les oscillations d'aiguilles non cristallisées de faible pouvoir inductif paramagnétique ou diamagnétique, et sur d'autres phénomènes magnétiques produits par des corps cristallisés ou non cristallisés. C. R. XXXVIII. 632-640†.

Hr. Thomson leitet aus der früher[1]) von ihm gegebenen Theorie der magnetischen Kräfte den Satz ab, dafs die Schwingungsdauer einer magnetischen oder diamagnetischen Nadel, welche um den Mittelpunkt eines magnetischen Feldes schwingt, von ihrer Länge unabhängig ist, wenn diese nur klein ist im Verhältnifs zu der Entfernung der Pole. Ein anderer Theil der Abhandlung betrifft den Satz, dafs magnetische oder diamagnetische Massen mit einer vorherrschenden Dimension sich mit dieser parallel der Richtung der Kräfte zu stellen streben. *Jo.*

Tyndall. On some peculiarities of the magnetic field. Athen. 1854. p. 1174-1175†; Mech. Mag. LXI. 338-340; Cosmos V. 516-521; Inst. 1854. p. 399-400; Silliman J. (2) XIX. 115-118; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 16-17.

In einem Vortrag vor der British Association behandelt Herr Tyndall das Verhalten krystallinischer oder in einer Richtung comprimirter Körper zwischen den Magnetpolen.

Die Richtung, welche ein Körper zwischen den Magnetpolen annimmt, hängt von der Substanz und von der Structur ab, und

[1]) Thomson J. 1847.

zwar kann die eine oder die andere Wirkung überwiegen je nach der Form der Polflächen. Zwischen breiten Polflächen, wo die Magnetkraft mit der Entfernung von den Polflächen nur langsam abnimmt, ist der Einfluſs der Structur überwiegend, und die Richtung, in welcher die Theilchen einander am nächsten liegen, stellt sich bei magnetischen Körpern axial, bei diamagnetischen äquatorial.

Sind dagegen die Pole spitz, so daſs die Kraft mit der Entfernung schnell abnimmt, so überwiegt in der Nähe der Pole der Einfluſs der Substanz, so daſs die gröſste Längendimension sich bei den magnetischen Körpern axial, bei den diamagnetischen äquatorial stellt. In gröſserer Entfernung wird der Einfluſs der Structur überwiegend; und wenn beide Ursachen entgegengesetzt wirken, d. h. wenn die Richtung der gröſsten Annäherung der Theilchen auf der Längenrichtung senkrecht steht, so folgen daraus die von Plücker beobachteten Drehungserscheinungen. Bei breiten Polflächen ist übrigens an den Rändern die magnetische Kraft gröſser als in der Mitte. Daraus erklärt sich die sonderbare Erscheinung, daſs sich auch structurlose diamagnetische Körper im Centrum des Magnetfeldes zwischen flachen Polen aufgehängt axial stellen, indem sie Stellen der geringsten Kraft einzunehmen streben. *Jo.*

Tyndall. On diamagnetic force. Athen. 1854. p. 1203-1204†; Arch. d. sc. phys. XXVII. 215-223†; Cosmos V. 464-469; Inst. 1855. p. 30-32; Silliman J. (2) XIX. 24-28; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 14-16.

Zwei halbcylindrische Pole eines Elektromagneten werden zusammengelegt, so daſs sie einen Cylinder bilden. Werden beide Pole gleichnamig erregt, so wird ein davor hängender Wismuthstab abgestoſsen; werden sie ungleichnamig erregt, so heben sich ihre Wirkungen gegenseitig auf, und der Wismuthstab bleibt in Ruhe. Diese Bestätigung der Reich'schen Versuche mit Stahlmagneten[1]) beweist, daſs man es mit einer polaren Erregung des

[1]) Berl. Ber. 1847. p. 492, 1850, 51. p. 1143*.

Wismuths, nicht mit einer bloſsen Massenabstoſsung zu thun hat, da bei letzterer die Wirkungen beider Pole sich in jedem Fall summiren würden. Es wird ferner das Verhalten der Körper gegen einen Magneten, gegen eine Stromspirale und unter dem vereinten Einfluſs beider betrachtet. Man muſs bei einem Wismuthstab unterscheiden, ob die Hauptspaltungsrichtung der Längendimension parallel oder auf derselben senkrecht ist. Im ersteren Fall zeigt er das normal diamagnetische Verhalten, im letzteren dagegen verhält er sich abnorm, d. h. er nimmt zwischen den flachen Magnetpolen, sowie in der Spirale dieselbe Richtung an wie ein Stab weichen Eisens. Umgekehrt verhält sich ein abnorm magnetischer Körper, bei welchem die Theilchen in der Längsrichtung am entferntesten stehen, wie ein normal diamagnetischer.

Läſst man, während der Wismuthstab vom Strom umflossen wird, auf seine beiden Enden zwei gleiche Magnetpole wirken, so hebt sich ihre Wirkung auf, indem die Anziehung des einen so groſs ist wie die Abstoſsung des andern, und der Stab bleibt in Ruhe. *Jo.*

G. H. O. Volger. Das Verhalten des Boracits gegen Magnetismus. Pogg. Ann. XCIII. 507-519*.

Der Boracit wird, obgleich im regulären System krystallisirend, von Brewster als doppelbrechend und optisch einaxig bezeichnet. Biot glaubte Brewster's Angabe durch die Erscheinungen der Aggregatpolarisation erklären zu müssen. Hauy wies nach, daſs der Boracit (vom Kalkberge zu Lüneburg) vier elektrische Axen besitze, welche mit den vier Würfelaxen zusammenfallen. Hankel fügte noch das Gesetz hinzu, daſs je zwei parallele Würfelflächen gleichfalls polare Gegensätze zeigen, und Hr. Volger schlieſst sich dieser Ansicht an. Man kann sonach drei analoge und drei antiloge Würfelflächen unterscheiden; die ersteren umgeben eine analoge, die letzteren eine antiloge Tetraëderfläche.

Somit ist unter den vier Paaren diametral entgegengesetzten Würfelecken eins vor allen andern ausgezeichnet, oder der Bo-

racit besitzt, wenn nicht der äufseren Form, so doch den elektrischen Eigenschaften nach, eine rhomboëdrische Hauptaxe, und BREWSTER's Angabe bleibt immerhin beachtenswerth. Da Herr VOLGER zur optischen Untersuchung des Boracits bisher keine Gelegenheit fand, so untersuchte er sein magnetisches Verhalten. Die Substanz erwies sich magnetisch (durch einen geringen Gehalt an Eisenoxydul). Zwischen den Magnetpolen stellte sich jedesmal die elektrische Hauptaxe mit grofser Entschiedenheit axial. Wurde die Hauptaxe vertical aufgehängt, so zeigten die drei übrigen Axen keine Verschiedenheit in ihrem Verhalten. Es stellte sich langsam diejenige Axe vollends axial, die der axialen Stellung zunächst war. *Jo.*

QUET. Note sur le magnétisme des liquides. C. R. XXXVIII. 562-563†; Inst. 1854. p. 107-108; Cosmos IV. 446-447; Phil. Mag. (4) VII. 529-530.

Die Methode, welche Hr. QUET vorschlägt, um das magnetische Verhalten der Flüssigkeiten zu beobachten, ist folgende. Man bringt eine ziemlich lange Säule der zu prüfenden Flüssigkeit in eine dünne Glasröhre und bringt diese horizontal in äquatorialer Lage zwischen die genäherten Pole, so dafs das Ende der Flüssigkeitssäule gerade zwischen die Pole zu stehen kommt. Wird dann der Elektromagnet erregt, so wird die Flüssigkeitssäule, wenn sie magnetisch ist, zwischen die Pole hineingezogen und nimmt eine neue Gleichgewichtslage an, die um mehrere Centimeter von der früheren abweicht. Bei diamagnetischen Flüssigkeiten erfolgt ein Zurückweichen der Flüssigkeitssäule. Da aber dabei die Flüssigkeit bald aus dem Bereich der Pole kommt, so thut man, um die Bewegung stärker zu machen, in diesem Fall gut, wenn man die Glasröhre in axialer Stellung über die Polstücke bringt. Dann weicht die Flüssigkeitssäule bedeutend zurück und steht erst jenseits der Polstücke still. *Jo.*

Verdet. Recherches sur les propriétés optiques des corps transparents soumis à l'influence du magnétisme. C. R. XXXVIII. 613-617*; Inst. 1854. p. 115-116; Arch. d. sc. phys. XXV. 368-372; Cosmos IV. 702-704; Ann. d. chim. (3) XLI. 370-412†; Pogg. Ann. XCII. 481-485; Z. S. f. Naturw. III. 281-282; Phil. Mag. (4) IX. 481-504.

— — Deuxième partie. C. R. XXXIX. 548-549*; Inst. 1854. p. 331-331; Cosmos V. 421-422; Arch. d. sc. phys. XXVII. 241-243; Ann. d. chim. (3) XLIII. 37-44†; Phil. Mag. (4) IX. 504-509.

Um die Gesetze der Drehung der Polarisationsebene durch den galvanischen Strom in möglichst einfacher Form zu erhalten, muſs man dafür sorgen, daſs alle Theile des optischen Mediums gleichen magnetischen Kräften unterworfen sind. Um dies zu erreichen, oder um sich ein gleichförmiges Magnetfeld zu verschaffen, versah Hr. Verdet die Pole eines Ruhmkorff'schen Elektromagneten mit geeigneten Armaturen.

Der Elektromagnet bestand aus zwei Cylindern von weichem Eisen von 200^{mm} Länge und 75^{mm} Durchmesser. Ihrer Axe nach waren sie durchbohrt, um dem Lichtstrahl den Durchgang zu gestatten. Jeder Cylinder war mit 250 Meter Kupferdraht von 2,5^{mm} Durchmesser umwunden. Die einander zugewendeten Polflächen beider Cylinder waren mit Platten von weichem Eisen von 50^{mm} Dicke und 140^{mm} Durchmesser armirt, die in der Mitte, dem Canal der Eisenkerne entsprechend, durchbohrt waren. Stellte man die so armirten Elektromagneten einander in passender Entfernung (50 bis 90^{mm}) gegenüber, so zeigte sich, daſs ein durchsichtiges Medium an allen Stellen des dazwischen befindlichen Magnetfeldes gleiche optische Eigenschaften erlangte, wenn es nicht einer der Armaturen fast bis zum Contact genähert wurde. In gleicher Weise zeigte sich die auf die unten anzugebende Weise gemessene magnetische Intensität an allen Punkten des Magnetfeldes gleich. Als optische Medien dienten zwei Parallelepipeden von schwerem Glas von circa 40^{mm} Länge, eins von Flintglas, und Schwefelkohlenstoff, in einem Glasgefäſs mit parallelen Wänden enthalten. Die Beobachtungen wurden theils mit weiſsem Licht, theils mit homogenem Licht angestellt.

Letzteres verschaffte sich Hr. Verdet durch eine Lösung

von schwefelsaurem Kupferoxyd-Ammoniak, welche nur Strahlen durchläfst, die nahe an der Linie *G* liegen. Die Drehung, welche der Extinction der indigblauen Strahlen entspricht, ist zwar gröfser als die zur Hervorbringung der teinte de passage beim weifsen Licht erforderliche (indem die teinte de passage vorzugsweise durch die Extinction der gelben Strahlen entsteht); aber die Extinction des homogenen Lichts gestattete doch eine geringere Präcision der Beobachtung als die teinte de passage, so dafs die Beobachtungsfehler bei ersterer bis zu 30 Minuten steigen konnten, während bei letzterer nur Differenzen von 4 bis 5 Minuten vorkamen. Es wurde immer das Mittel aus 4 bis 6 Ablesungen genommen, die man erhielt, indem man sich der Uebergangsstelle abwechselnd von der Seite des Roth und des Violett näherte.

Um nun das Gesetz der Abhängigkeit der Drehung der Polarisationsebene von der Gröfse der Magnetkraft zu ermitteln, mufste eine passende Methode aufgefunden werden, die Magnetkraft zu messen. Zu diesem Zweck ging Hr. Verdet von dem Satz aus, der aus den Theorieen der inducirten elektrischen Ströme von Neumann und Weber folgt: Wenn in einem Raum von constanter magnetischer Intensität ein kreisförmiger Leiter, dessen Ebene parallel der Richtung der Magnetkraft ist, plötzlich um 90° gedreht wird, so dafs seine Ebene senkrecht auf die Richtung der Magnetkraft zu stehen kommt, so wird in dem Leiter ein Strom inducirt, welcher der magnetischen Intensität proportional ist. Hr. Verdet brachte also in das Magnetfeld eine kleine Drahtspirale von 28^{mm} äufserem Durchmesser, aus 23^{m} Kupferdraht gewunden, nebst einer Vorrichtung, sie schnell um 90° drehen zu können. Die Spirale hatte gleichen Widerstand mit dem Multiplicatordraht des Weber'schen Galvanometers, welches diente, die inducirten Ströme zu messen und, wie bei Weber, mit Fernrohr und Spiegel abgelesen wurde. Das einfache Resultat, zu welchem Hr. Verdet gelangte, war, dafs der Quotient aus der Drehung der Polarisationsebene und der entsprechenden Magnetkraft constant, oder die Drehung der magnetischen Intensität proportional ist. Am Schlufs der ersten Abhandlung weist Hr. Verdet nach, dafs der von Bertin aufgestellte Satz: „Die Drehung der Polarisationsebene unter dem Einflufs

eines einzigen Poles nimmt im geometrischen Verhältnifs ab, wenn die Entfernung vom Pole in arithmetischer Reihe zunimmt" auf einer unrichtigen Interpretation richtig beobachteter Thatsachen beruht.

Die zweite Abhandlung betrifft die Abhängigkeit der optischen Wirkung von der Richtung der Magnetkraft. Der Ruhmkorff'sche Apparat gestattet den Durchgang des Lichtstrahls nur in der Richtung der magnetischen Axe. Der Apparat, dessen sich Hr. Verdet für diesen Theil der Untersuchung bediente, würde ohne Figur nicht verständlich sein. Das durchsichtige Medium befindet sich dicht über den einander parallel gegenüberstehenden Polplatten, und die magnetische Axe kann gegen den Lichtstrahl um jeden beliebigen Winkel gedreht werden. Das Resultat ist, dafs die optische Wirkung immer in einer einfachen Drehung der Polarisationsebene besteht, welche proportional ist dem Cosinus des Winkels, den die Richtungen des Lichtstrahls und der magnetischen Axe einschliefsen.

Jo.

L. Fleury. Méthode pour déterminer la vitesse de transmission du rayonnement électrique. Mém. d. l. Soc. d. Cherbourg II. 197-198†.

Hr. Fleury will die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elektrischen Strahlung bestimmen, welche die Induction bewirkt. Sein Plan ist folgender. Ein inducirender Strom bildet zwei Spiralen. Die eine wirkt auf ein durchsichtiges Medium, um die Drehung der Polarisationsebene eines Lichtstrahls zu bewirken, welcher durch dasselbe hindurchgeht; die andere ruft in einer dritten Spirale einen Inductionsstrom hervor. Jede Unterbrechung des inducirenden Stromes erzeugt im inducirten Strom einen Funken, dessen Licht, nachdem es polarisirt worden ist, durch das durchsichtige Medium geht. Die Unterbrechungen folgen sich so schnell, dafs sie einen continuirlichen Lichteindruck hervorbringen. Man kann nun sehen, ob der Lichtstrahl vor oder nach der Drehung der Polarisationsebene in das Medium gelangt; und indem man den Weg, welchen das Licht zu durchlaufen hat, modificirt,

kann man dazu gelangen, das Verhältniſs der Geschwindigkeiten des Lichts und der elektrischen Strahlung zu bestimmen. Indem man in mehreren Versuchen die Länge der Drähte abändert, gelangt man zu mehreren Gleichungen, durch welche sich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Elektricität in den Drähten gleichzeitig bestimmen und eliminiren läſst. Es mag dahingestellt bleiben, ob Hr. FLEURY auf dem angedeuteten Wege zu Resultaten gelangen wird, und wenn er dazu gelangt, wie dieselben zu deuten sind. *Jo.*

Sechster Abschnitt.

Physik der Erde.



42. Meteorologische Optik.

Roeber. Brechung und Reflexion des Lichts durch eine Kugel. Programm der Berliner Gewerbeschule 1854. p. 3-40†.

Die vorstehend bezeichnete Abhandlung, welche die Reflexion und Brechung des Lichts an kugelförmigen Körpern in besonderem Hinblick auf die Erscheinung des Regenbogens, sowie auf die sonstige Färbung des Himmels durch die Wirkung von Wassertröpfchen bespricht, zeichnet sich vor ähnlichen Behandlungen desselben Gegenstandes durch die vorwiegende und genauere Berücksichtigung der Intensitätsverhältnisse, sowie grofsentheils durch Einfachheit in den mathematischen Entwickelungen vortheilhaft aus.

Den Intensitätsbeziehungen werden die (in der Abhandlung eigends entwickelten) Fresnel'schen Formeln für die Amplituden des gebrochenen und reflectirten Lichts zum Grunde gelegt. Diese Formeln sind zwar, wie wir seit Jamin's genaueren Versuchen und Cauchy's gründlicherer Behandlung des Reflexionsproblems wissen, nur approximativ richtig, reichen aber für den vorliegenden Zweck, da es sich um die Anwendung auf Wasser als brechende Substanz handelt, dessen Brechungsverhältnifs dem neutralen Werthe ziemlich nahe kommt, vollkommen aus.

Als Hülfsgröfsen werden eingeführt: der Ablenkungswinkel, oder vielmehr der Winkel zwischen dem austretenden Strahl und dem entgegengesetzt genommenen Einfallsstrahl (φ), ferner der Winkel zwischen dem mit dem Einfallsstrahl parallelen und ent-

gegengesetzten Kugelradius und dem nach dem Austrittspunkte gezogenen Radius (ψ), und die Brennpunktsentfernung eines Strahls (ε), d. h. die Länge des austretenden Strahls bis zur Brennfläche. Ist ν die Zahl der Reflexionen, welche der Lichtstrahl innerhalb der Kugel vor dem Austritt erleidet, α der Einfallswinkel, β der Brechungswinkel, und werden die Winkel φ und ψ von dem parallel und entgegengesetzt dem Einfallsstrahl gezogenen Radius aus nach der Seite hin gezählt, auf welcher der einfallende Strahl die Kugel trifft, so findet sich leicht, unter r den Kugelradius verstanden,

$$(1)\qquad \varphi = (\nu + 1)(\pi - 2\beta) + 2\alpha,$$

$$(2)\qquad \psi = (\nu + 1)(\pi - 2\beta) + \alpha,$$

$$(3)\qquad \varepsilon = -r\cos\alpha\frac{d\psi}{d\varphi},$$

oder

$$\varepsilon = -r\cos\alpha\frac{2(\nu+1)d\beta - d\alpha}{2(\nu+1)d\beta - 2d\alpha}.$$

Die Gröfse ε, d. h. die Länge des dem Einfallswinkel α entsprechenden austretenden Strahls, vom Austrittspunkte an gerechnet bis zum reellen oder virtuellen Durchschnittspunkte mit dem zum Einfallswinkel $\alpha + d\alpha$ gehörenden austretenden Strahl, ist positiv oder negativ zu nehmen, je nachdem der gedachte Durchschnittspunkt ein reeller oder virtueller ist.

Die Bedingung, dafs der Strahl zu denen gehört, welche den durch ν innere Reflexionen zu Stande kommenden Regenbogen bilden, ist $d\varphi = 0$ und führt die Bedingung $\varepsilon = -\infty$ mit sich.

Aus der Bedingungsgleichung $d\varphi = -2(\nu+1)d\beta + 2d\alpha = 0$, in Verbindung mit der Cartesischen Gleichung $\sin\alpha = n\sin\beta$ und der daraus entspringenden abgeleiteten $\cos\alpha d\alpha = n\cos\beta d\beta$ findet sich sofort

$$\cos\alpha = \sqrt{\frac{n^2-1}{(\nu+1)^2-1}},\quad \sin\alpha = \sqrt{\frac{(\nu+1)^2-n^2}{(\nu+1)^2-1}}$$

zur Bestimmung des den verschiedenen Regenbogen zukommenden Einfallswinkels.

Wenn die (einen Hohlcylinder erfüllenden) Parallelstrahlen, welche unter den Winkeln α bis $\alpha + d\alpha$ auf die Kugel fallen, durch eine gegen die Axe des Cylinders senkrechte Ebene auf-

gefangen werden, ehe sie die Kugel treffen, so erleuchten sie eine ringförmige Fläche, etwa von der Gröfse A; werden dieselben Strahlen nach dem Austritt in der Entfernung e von der Austrittsstelle aufgefangen, so erleuchten sie eine andere ringförmige Fläche, etwa von der Gröfse B, und das Verhältnifs der Stärke des einfallenden Lichts zu der des austretenden in dem Abstande e würde offenbar, wenn der Durchgang durch die Kugel keine Schwächung veranlafste, $\frac{B}{A}$, bei einer Schwächung μ dagegen $\frac{\mu B}{A}$ sein. Die Einführung der Werthe für A und B giebt für die Intensität i des austretenden Lichts, das eintretende gleich Eins genommen,

$$(4) \qquad i = \mu \frac{r^2 \sin 2\alpha d\alpha}{2e(e-\varepsilon)\sin\varphi d\varphi}.$$

Nimmt man die FRESNEL'schen Formeln zu Hülfe, und nennt δ das Polarisationsazimuth des einfallenden Lichts (von der Einfallsebene an gerechnet), so wird für den nach der Einfallsebene polarisirten Antheil die Schwächung

$$(5) \qquad \mu' = \cos^2\delta \frac{\sin^2 2\alpha}{\sin^2(\alpha+\beta)} \left(\frac{\sin(\alpha-\beta)}{\sin(\alpha+\beta)}\right)^{2\nu} \frac{\sin^2 2\beta}{\sin^2(\alpha+\beta)},$$

und für den senkrecht gegen die Einfallsebene polarisirten Theil

$$(6) \qquad \mu'' = \sin^2\delta \frac{\sin^2 2\alpha \sin^2 2\beta}{\sin^4(\alpha+\beta)\cos^4(\alpha-\beta)} \left(\frac{\tang(\alpha-\beta)}{\tang(\alpha+\beta)}\right)^{2\nu},$$

und demnach für das gesammte austretende Licht $\mu = \mu' + \mu''$. Für unpolarisirtes Einfallslicht ist natürlich $\sin^2\delta = \cos^2\delta = \frac{1}{2}$.

Für den Regenbogen reducirt sich die Formel (4), wenn man den Werth für ε aus (3) einführt, und dann $d\varphi = 0$, und (da $\varphi = \psi + \alpha$ ist) $d\psi = -d\alpha$ setzt, auf

$$(7) \qquad i = \mu \frac{r}{e} \frac{\sin\alpha}{\sin\varphi} = \mu \frac{r}{e} \frac{\sin\alpha}{\sin^2[(\nu+1)\beta - \alpha]}.$$

Die Intensität des Regenbogens ist folglich proportional dem Radius r der Regentropfen und umgekehrt proportional der Entfernung e, so dafs bei sehr kleinem Werthe von $\frac{r}{e}$, also z. B. bei fernen Wolken, die aus sehr kleinen Tröpfchen bestehen, ein Regenbogen wegen Lichtschwäche nicht zur Wahrnehmung gelangen würde, und somit das Ausbleiben des Regenbogens in

fern stehenden Wolken nicht als stringenter Beweis für die Bildung der Wolken aus Dampfbläschen gelten dürfte.

Setzt man in die Intensitätsformel (7) für μ die Werthe aus (5) und (6), so erhält man, $n=\frac{4}{3}$ genommen, für $\nu=1, 2, 3$, also für die drei ersten Regenbogen (für welche respective $\alpha=59°23'$, $=71°47'$, $=76°50'$; $\beta=40°12'$, $=42°26'$, $=46°55'$; $\varphi=2\pi-42°1'$, $=3\pi-128°58'$, $=4\pi-221°37'$ wird) respective $i=(\mu'+\mu'')\frac{\sin\alpha}{\sin\varphi}\cdot\frac{r}{e}=0{,}078\frac{r}{e}$, $=0{,}024\frac{r}{e}$, $=0{,}014\frac{r}{e}$, so dafs sich die Lichtstärke in ihnen unter gleichen Verhältnissen wie $78:24:14$ verhalten würde.

Da die Intensität des austretenden Lichts wesentlich mit von dem Brechungsverhältnifs abhängt, so mufste es ferner von Interesse sein, den Einflufs der Brechung und Reflexion in den Wassertropfen auf die Färbung des ursprünglich weifsen Sonnenlichts zu untersuchen, und dies ist nun in der zweiten Hälfte der Abhandlung für die beiden Fälle geschehen, welche vorwiegend bei dem von Wassertröpfchen herrührenden Theil der Himmelsfärbung in Betracht kommen, nämlich für den Fall des ohne Reflexion durchgehenden Lichts, und den Fall, wo nur eine einfache Reflexion an der äufseren Fläche der Kugel stattfindet.

Für den ersten Fall ist $\nu=0$ und die Werhe von μ aus (5) und (6) in (7) substituirt geben, wenn überdies das einfallende Licht als unpolarisirt, und, wie dies im Allgemeinen geschehen kann, ε als sehr klein gegen e angenommen wird, für die Intensitäten des parallel und senkrecht gegen die Einfallsebene polarisirten Lichtantheils respective

$$(8)\qquad i'=\frac{n\sin^3 2\alpha\sin^2 2\beta}{16\sin^4(\alpha+\beta)\sin 2(\alpha-\beta)\sin(\alpha-\beta)}\cdot\frac{r^2}{e^2},$$

$$(9)\qquad i''=\frac{i'}{\cos^4(\alpha-\beta)}.$$

Für den Fall der einfachen äufsern Reflexion dagegen ist $\varphi=2\alpha$, und die Substitution giebt respective

$$(10)\qquad i'=\frac{\sin^2(\alpha-\beta)}{8\sin(\alpha+\beta)}\frac{r^2}{e^2},$$

$$(11)\qquad i''=\frac{\operatorname{tg}^2(\alpha-\beta)}{8\operatorname{tg}^2(\alpha+\beta)}\frac{r^2}{e^2}.$$

Um die verschiedenfarbigen homogenen Lichtportionen zu erhalten, welche sich zu einem Mischeindruck vereinigen, hat man, die Ablenkung φ als constant nehmend, die zugehörigen Werthe von α, respective β aufzusuchen und in die Formeln (8) und (9) oder (10) und (11) zu substituiren. Hinsichtlich der Methode aus den gewonnenen Intensitätsausdrücken die Natur der Mischfarbe zu bestimmen, hat sich der Verfasser an die Newton'sche Mischungsregel gehalten und dieselbe vorerst analytisch formulirt. Er nahm zu dem Ende in dem Newton'schen, in Farbensectoren getheilten Kreise den nach dem Anfangspunkte des Roth gehenden Radius als Axe der x, den darauf senkrechten (ins Orange fallenden) Radius als Axe der y, nannte w die Länge der einzelnen Farbenbogen des Kreises, δ die Winkel, welche von den durch die Schwerpunkte dieser Bogen gehenden Radien einerseits, und der Abscissenaxe andrerseits gebildet werden, und i das Verhältnifs der Intensität der dem Bogen w entsprechenden Farbe in der Mischung zur Intensität derselben Farbe im weifsen Licht. Die Coordinaten ξ, η desjenigen Punktes im Kreise, welcher die Mischfarbe bestimmt, sind dann

$$\xi = \frac{2\Sigma i \sin \frac{1}{2}w \cos \delta}{\Sigma iw}, \quad \eta = \frac{2\Sigma i \sin \frac{1}{2}w \sin \delta}{\Sigma iw}.$$

Die Farbe des Sectors, in welchem dieser Punkt liegt, giebt die Natur der Mischfarbe an, und das Verhältnifs seiner Entfernung vom Centrum zu seiner Entfernung von der Peripherie bezeichnet das Verhältnifs der Farbenreinheit, d. h. das Verhältnifs der Intensität der reinen Farbe zu der des beigemischten Weifs.

Für w die von Newton angegebenen Zahlen einführend, und die 7 Hauptfarben durch die Indices von 1 bis 7 (vom Roth angefangen) unterscheidend, wird speciell

$$\Sigma iw = (i_1 + i_4 + i_7) \text{ arc } 60°45'34'' + (i_2 + i_6) \text{ arc } 34°10'38'' + (i_3 + i_5) \text{ arc } 54°41'1'',$$

$$\begin{aligned}\Sigma i \sin \tfrac{1}{2}w \cos \delta = {} & (i_1 + i_7) \sin 30°22'47'' \cos 30°22'47'' \\ & + (i_2 + i_6) \sin 17°5'19'' \cos 77°50'53'' \\ & + (i_3 + i_5) \sin 27°20'30'' \cos 122°16'42'' \\ & - i_4 \sin 30°22'47''.\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Sigma i \sin \tfrac{1}{2}w \sin \delta = {} & (i_1 - i_7) \sin 30°22'47'' \sin 30°22'47'' \\ & + (i_2 - i_6) \sin 17°5'19'' \sin 77°50'53'' \\ & + (i_3 - i_5) \sin 27°20'30'' \sin 122°16'42''.\end{aligned}$$

Wird nun zunächst das ohne Reflexion durchgehende Licht betrachtet, und zwar zuerst das central durchgehende, d. h. das unter $\alpha = 0$ auffallende Licht[1]), so hat man den angeführten Formeln zufolge

$$i' = i'' = \frac{2n^4}{(n+1)^4(n-1)^2} \cdot \frac{r^2}{e^2};$$

und wenn man die Brechungsverhältnisse der 7 Newton'schen Farben aus den von Fraunhofer gefundenen wie folgt ableitet (wo B, C, D ... die Brechungsindices für die Linien B, C, D ... vorstellen),

$$n_1 = B = 1{,}3310,\ n_2 = \frac{C+2D}{3} = 1{,}3323,\ n_3 = \frac{D+2E}{3} = 1{,}3351,$$

$$n_4 = F = 1{,}3378,\ n_5 = \frac{F+2G}{3} = 1{,}3401,\ n_6 = \frac{2G+H}{3} = 1{,}3422,$$

$$n_7 = \frac{4H-G}{3} = 1{,}3451,$$

so ergiebt sich demgemäfs

$$i_1 = 3{,}882\frac{r^2}{e^2},\quad i_2 = 3{,}845\frac{r^2}{e^2},\quad i_3 = 3{,}807\frac{r^2}{e^2},\quad i_4 = 3{,}760\frac{r^2}{e^2},$$

$$i_5 = 3{,}719\frac{r^2}{e^2},\quad i_6 = 3{,}683\frac{r^2}{e^2},\quad i_7 = 3{,}635\frac{r^2}{e^2}.$$

Die hieraus ersichtliche Abnahme der Intensität bei zunehmendem Werthe von n lehrt sogleich, dafs die schwächer brechbaren Farben vorwalten. In der That giebt die obige Newton'sche Formel für den Farbenwinkel 90° 42′, also ein dem Gelb nahes Orange, und als Verhältnifs der reinen Farbe zum beigemischten Weifs 0,01218:1.

Geht das Licht hinter einander central durch mehrere Kugeln, so nähert sich die Mischfarbe, wie sich auch von vorn herein voraussehen läfst, allmälig dem mittleren Roth, und die Farbe gewinnt an Reinheit.

Hierauf bestimmte Hr. Roeber in gleicher Art beispielsweise das um 20° gegen die ungebrochen durchgehenden Strahlen abgelenkte Licht. Für dasselbe ist $\varphi = 200°$, und die zugehörigen

[1]) Das central auffallende, aber erst nach zwei inneren Reflexionen austretende Licht verhält sich zu dem ohne Reflexion durchgehenden beiläufig wie 1 : 150000 und kann daher gegen dieses ganz vernachlässigt werden.

Werthe von α und β ergeben sich aus den aus (1) mit Hülfe der Gleichung $\sin\alpha = n \sin\beta$ abgeleiteten Gleichungen

$$\tang \alpha = \frac{n \cos\frac{1}{2}\varphi}{1 - n \sin\frac{1}{2}\varphi}, \quad \tang \beta = \frac{\cos\frac{1}{2}\varphi}{\sin\frac{1}{2}\varphi - n},$$

und demnächst die Intensitäten für die verschiedenen Farben aus (8) und (9).

Die Ausführung der Rechnung zeigt, dafs die Intensitäten in dem nach der Einfallsebene polarisirten Theil vom Roth nach dem Violett hin, und zwar von $0{,}996 \frac{r^2}{e^2}$ bis $0{,}969 \frac{r^2}{e^2}$, und in dem senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Theil von $1{,}058 \frac{r^2}{e^2}$ bis $1{,}030 \frac{r^2}{e^2}$ abnehmen. Es walten also wiederum die Farben des rothen Endes des Spectrums vor, aber merklich schwächer als beim central durchgehenden Lichte.

Nimmt man die Ablenkung gröfser als 20°, so verringern sich die Unterschiede zwischen den Intensitätswerthen des Roth und Violett, ohne dafs übrigens dieselben aufhören nach dem blauen Ende hin abzunehmen; und man ersieht demnach, dafs das durchgehende Licht sich um so mehr dem Weifs nähern werde, je mehr man sich von der Sonne entfernt.

Zu den durchgehenden Strahlen gesellen sich aber und dürfen wegen ihrer relativ merklichen Intensität nicht unberücksichtigt bleiben — die von der Aufsenseite der Tropfen reflectirten Strahlen.

Für die oben gewählte Ablenkung von 20°, welche nunmehr $\varphi = 160°$, $\alpha = \frac{1}{2}\varphi = 80°$ wird, gewinnt man z. B. aus den sich auf diesen Fall beziehenden Formeln (10) und (11) Werthe von i', welche vom Roth zum Violett von $0{,}4558 \frac{r^2}{e^2}$ bis $0{,}4642 \frac{r^2}{e^2}$ und Werthe von i'', die von $0{,}2387 \frac{r^2}{e^2}$ bis $0{,}2392 \frac{r^2}{e^2}$ wachsen. Es resultirt demzufolge ein sehr weifsliches Licht mit einem schwachen Ueberschufs der Farben des blauen Endes des Spectrums. Addirt man die gefundenen Werthe zu den für das durchgehende Licht bestimmten, so bleiben folglich die Farben des rothen Endes überwiegend, aber mit einer stärkeren Beimengung von Weifs

wie beim durchgehenden Licht allein. Der Farbenwinkel wird nämlich respective 90°5′20″ und 90°3′40″, und die Verhältnifszahl der Farbenreinheit nur 0,0045 und 0,0048.

Stellt man die hier angeführten Resultate unter sich und mit den sonstigen Bemerkungen und Ausführungen des Aufsatzes zusammen, so scheint es, dafs es in der Absicht des Verfassers gelegen habe, die Ansicht zu begründen, dafs die von leichten Dünsten herrührende Färbung des Himmels, eingeschlossen die Morgen- und Abendröthe, aus der Anwesenheit in der Luft schwebender Wassertröpfchen sich erklären lasse. *Rd.*

J. F. J. Schmidt. Berechnung der Durchmesser von Mondhöfen. Pogg. Ann. XCII. 324-333†.

Hr. Schmidt hat in den Jahren 1845 bis 1854 eine Reihe von Beobachtungen von gröfseren Hoferscheinungen, namentlich am Hofe von 22° angestellt, um deren Dimensionen möglichst genau festzustellen. Er notirte zu dem Ende solche Sterne, welche möglichst nahe am inneren oder äufseren Rande der Halonen standen, nebst der mittleren Ortszeit oder der mittleren Sternzeit dieses Standes, um danach den Abstand von der Mitte des Centralgestirns (respective vom Zenith) zu berechnen.

Für den inneren Halbmesser (Gränze des Roth) des Halo von 22° fand er aus 28 Beobachtungen als Mittel 21°55,4′ ± 4,6′, und für den äufseren aus 31 Beobachtungen 24°39,0′ ± 4,4′, also eine Breite von 2°44′. In beiden Fällen war die mittlere Unsicherheit einer einzelnen Bestimmung ± 37′.

Aufserdem wurde der zweite Hof einmal beobachtet, und sein innerer und äufserer Halbmesser respective zu 50°3′ und 52°6′ gefunden.

Endlich ist noch bemerkenswerth ein am 21. März 1853 beobachteter elliptischer Halo, welcher den Hof von 22° umschlofs, und dessen kleine halbe Axe sich im Mittel zu 24,75°, die grofse halbe Axe zu 27,28° ergab. *Rd.*

E. S. SNELL. Account of a rainbow caused by light reflected from water. SILLIMAN J. (2) XVIII. 18-21; Inst. 1855. p. 275-276†.

Die Notiz betrifft eine von Hrn. ADAMS in East-Windsor (Connecticut) beobachtete und nach der Beschreibung von Herrn SNELL berechnete Erscheinung eines Regenbogens, der durch das vom Connecticutflufs reflectirte Sonnenlicht gebildet wurde, und gleichzeitig mit dem gewöhnlichen Haupt- und Nebenregenbogen, welchen letzteren er an zwei Stellen durchschnitt, erschien. Herrn SNELL's Berechnung zufolge mufsten die nächsten und fernsten Theile der Wolke, welche noch zur Erscheinung beitrugen, respective 900′ und 5200′ vom Beobachter entfernt sein, also einen Entfernungsunterschied bieten, der sich nur mit der Annahme einer sehr durchsichtigen Luft und eines sehr dünn fallenden Regens verträgt. *Rd.*

MONTIGNY. Essai sur des effets de réfraction et de dispersion produits par l'air atmosphérique. Bull. d. Brux. XXI. 1. p. 60-63, 2. p. 833-837 (Cl. d. sc. 1854. p. 16-19, p. 529-533); Cosmos IV. 418-420, VI. 241-243; Inst. 1854. p. 206-207†, 1855. p. 83-84†; Mém. cour. d. l'Ac. d. Belg. XXVI. 4. p. 1-70.

Im ersten Theile dieser Abhandlung behandelt der Verfasser die Undulationen, welche an entfernten, wenig über dem Horizonte erhabenen Gegenständen wahrgenommen werden, wenn die Temperatur des Bodens zwischen ihnen und dem Beobachter stellenweis sich sehr stark gegen die Umgebung erhöht hat. Zuerst betrachtet er die Form und Wirkung von Luftwellen — so nennt er Luftmassen, die sich vom erhitzten Erdboden erheben — und entwickelt eine Formel für die Ablenkung der Lichtstrahlen durch eine solche Welle. Von den aus derselben gezogenen Folgerungen ist vornehmlich hervorzuheben, dafs die Schwankungen bedeutend zunehmen, wenn das Auge sich der Welle nähert. Durch zahlreiche Beobachtungen suchte ferner der Verfasser die Bedingungen zu ermitteln, welche die Schwankungen, respective die Undeutlichkeit, vermehren und vermindern. Er fand dabei unter andern, dafs die Deutlichkeit bei gleicher Gröfse der Schwankungen wächst, wenn die Oeffnung des Beobachtungs-

fernrohrs verkleinert wird, wenn die Helligkeit des Objects wächst u. s. w., ferner dafs im Sommer die Schwankungen erst längere Zeit nach Sonnenaufgang aufzutreten pflegen und dann bis gegen Mittag wachsen, im Winter dagegen oft schon vor Sonnenaufgang wahrgenommen werden. Im letzten Falle schreibt Herr Montigny die Erscheinung Wellen zu, die kälter sind als die Umgebung.

Im zweiten Theile wendet der Verfasser die gefundenen Grundsätze und Thatsachen auf die Particularitäten der Erscheinung an, welche die Gestirne in der Nähe des Horizonts zeigen, und geht dann zur Farbenzerstreuung durch die Atmosphäre über. Er findet unter andern, dafs die blauen und rothen Ränder der Sonnen- und Mondscheibe in der Nähe des Auf- und Unterganges, nicht genau symmetrisch von einer durch die Mitte des Gestirns gehenden Verticalebene getheilt werden, sondern dafs der (obere) blaue Rand beim Aufgang etwas gegen Süd, beim Untergang etwas gegen Nord gewendet ist. Ferner will der Verfasser hellere Punkte auf der dem Untergange nahen Mondscheibe die Farbe in ähnlicher Weise haben wechseln sehen, wie es zuweilen die Sterne in der Nähe des Horizontes thun. Endlich hat derselbe aus den Messungen der Länge der kleinen Spectra, welche die Sterne in der Nähe des Horizontes blicken lassen, die Dispersion der Atmosphäre berechnet, und, das durch Biot und Arago bestimmte Brechungsverhältnifs der Luft 1,000294 38 als den mittleren gelben Strahlen zugehörig nehmend, für das mittlere Roth 1,000292 42, für die Gränze zwischen Grün und Blau 1,000295 30, für das äufserste Blau 1,000296 54 gefunden.

Der Rechnung zufolge würden ferner den nachstehenden Zenithdistanzen die darunter geschriebenen Spectrenlängen zukommen:

40°	50°	60°	70°	80°	90°
0,7″	1,0″	1,4″	2,3″	4,7″	28,9″.

Rd.

Faye. Note sur les réfractions astronomiques. C. R. XXXIX. 381-389; Cosmos V. 268-270; Inst. 1854. p. 313-315.

Biot. Note à l'occasion de cette communication. C. R. XXXIX. 445-448; Inst. 1854. p. 315-316; Cosmos V. 308-308.

Moigno. Réfractions astronomiques. État de la question. Cosmos V. 309-310.

Faye. Réponse à la note de M. Biot. C. R. XXXIX. 481-486; Cosmos V. 334-335.

Mathieu. Remarques à l'occasion de la même communication. C. R. XXXIX. 486-487; Cosmos V. 334-334.

Regnault. Remarques à l'occasion de la note de M. Faye sur les réfractions astronomiques, et des remarques dont elle a été l'objet de la part de M. Biot. C. R. XXXIX. 487-488; Inst. 1854. p. 321-322; Cosmos V. 335-336.

Biot. Note sur les articles relatifs aux réfractions atmosphériques, insérés au dernier numéro du Compte rendu. C. R. XXXIX. 517-519.

Faye. Remarques à l'occasion de la note précédente. C. R. XXXIX. 519-521.

Laugier. Note sur la formule proposée par M. Faye pour calculer les réfractions astronomiques. C. R. XXXIX. 521-524; Cosmos V. 363-366.

Mathieu. Remarques concernant la même discussion. C. R. XXXIX. 524-525; Cosmos V. 366-366.

Biot. Sur les réfractions astronomiques. C. R. XXXIX. 567-580.

Laugier. Nouvelles observations sur la théorie des réfractions. C. R. XXXIX. 580-585.

Faye. Remarques au sujet de ces nouvelles observations. C. R. XXXIX. 585-586.

— — Réponse aux critiques de MM. Laugier et Mathieu. C. R. XXXIX. 586-593.

J. N. Legrand. Remarques sur la loi des réfractions. C. R. XXXIX. 633-635; Inst. 1854. p. 339-339.

Faye; Biot; Le Verrier; Regnault; Laugier. Réfractions astronomiques. Cosmos V. 382-385.

Biot. Sur la théorie des réfractions astronomiques. C. R. XXXIX. 708-721, 817-828, 933-949; Cosmos V. 474-476.

Sawitch. Sur les valeurs numériques des constantes qui entrent dans les formules de Laplace et de Bessel pour le calcul des réfractions astronomiques, et sur la détermination du coefficient de la réfraction terrestre. Bull. d. St. Pét. XIII. 17-32.

Hr. Faye leitet seine erste in der Akademie gemachte Mittheilung über die astronomische Refraction (C. R. XXXIX. 381†) mit der Bemerkung ein, er habe immer daran Anstofs genommen, dafs man bei der Bestimmung der astronomischen Refraction keine andere Data über die wechselnde Beschaffenheit der Atmosphäre zu Rathe ziehe als den Barometer- und Thermometerstand des Beobachtungsortes. Indem man nämlich aus diesen beiden Daten, welche die Luftbeschaffenheit nur an einer einzigen Stelle der Trajectorie des Lichtstrahls festzustellen vermögen, den sogenannten Refractionscoëfficienten berechne, diesen dann mit einem gewissen, der beobachteten Zenithdistanz zugehörigen mittleren Werthe der Refraction multiplicire, und das entstehende Product als den jedesmaligen wahren Werth der Refraction betrachte — setze man ein unveränderliches Gesetz für die Constitution der Atmosphäre voraus. Wie durchaus unstatthaft dies aber sei, zeige die Erfahrung bei der irdischen Refraction, welche unter übrigens normalen Verhältnissen unter andern mit der Tagesstunde und der Jahreszeit erheblich variire, und sich keinesweges lediglich nach Barometer- und Thermometerstand des Beobachtungsortes richte. Auf Anlafs dieses Bedenkens nun macht der Verfasser den Vorschlag, eine Formel für die astronomische Refraction anzuwenden, in welche neben den erwähnten meteorologischen Elementen der Coëfficient der irdischen Refraction eingeht, und welche er aus der für letztere als gültig anerkannten Formel (nach welcher die Refraction dem Winkel am Erdmittelpunkte proportional ist, den die nach den beiden Endpunkten der Bahn des Lichtstrahls gehenden Radien mit einander bilden) hergeleitet hat.

Da aber der Werth des Coëfficienten der irdischen Refraction nicht blofs von constanten (einen regelmäfsigen periodischen Gang erzeugenden) Ursachen, sondern auch von zufälligen, der Berechnung keinen Halt bietenden Ursachen abhänge, so werde

es erforderlich, denselben jedesmal insbesondere zu bestimmen. Das geeignetste Mittel hierzu bestehe aber darin, mit den astronomischen Beobachtungen gleichzeitig die Beobachtung einer festen, möglichst hohen Mire von ein- für allemal genau bestimmter Höhe und Distanz zu verbinden. Die Vergleichung der beobachteten und der wahren Höhe des Signals gebe dann einen sicheren, allen zufälligen Störungen Rechnung tragenden Werth für den gebrauchten Coëfficienten.

Diese Ansichten und Vorschläge haben indeſs von mehreren Seiten in der Akademie Widerspruch gefunden. Namentlich erhoben sich dagegen die Herren Biot, Laugier, Mathieu, Legrand und Regnault, welche übereinstimmend es miſsbilligten, ein Verfahren anzuwenden, durch welches die Wirkung der fluctuirenden, unregelmäſsigen Beschaffenheit der, localen Einflüssen so stark ausgesetzten unteren Luftschichten als Regulativ genommen werde für die Wirkung der ganzen Luftstrecke bis zu den Gränzen der Atmosphäre.

Von den besonderen Entgegnungen berühren wir hier nur drei der vorzüglichsten, welche respective gerichtet sind: 1) gegen die Herleitung der vorgeschlagenen Formel, 2) gegen den Ergänzungsvorschlag insbesondere, die regulirende Constante durch Beobachtung einer einzelnen Mire zu bestimmen, und 3) gegen die Motive, welche die neuen Vorschläge hervorgerufen haben.

ad 1. Was den ersten Punkt anlangt, so hatte Hr. Faye in seiner analytischen Entwickelung die Formel, welche die Proportionalität der terrestrischen Refraction mit dem Mittelpunktswinkel ausdrückt, differentiirt, und mit der erhaltenen Gleichung die Differentialformel für den Contingenzwinkel der Trajectorie verbunden, um nachgehend durch Integration auf die Refractionsformel für die ganze Atmosphäre zu kommen.

Gegen die Zulässigkeit dieses Verfahrens sprach sich nun zuerst Hr. Laugier aus (C. R. XXXIX. 521†), und zwar aus dem Grunde, weil die als Ausgangspunkt genommene, auf die irdische Refraction sich beziehende Formel keine streng und allgemein richtige, sondern nur eine Näherungsformel sei, die Laplace allerdings aus der mathematischen Theorie der astronomischen

Refraction hergeleitet habe, aber nur durch Vereinfachungen, die blofs für die Verhältnisse zwischen irdischen Objecten Geltung haben.

Auf die hierauf erfolgte Erwiederung des Hrn. Faye, dafs auch Laplace zuweilen Näherungsformeln in ähnlicher Weise benutzt habe, läfst sich einwenden, dafs eine solche Benutzung nur für allgemeine Näherungsformeln entschuldigt werden kann, während die hier in Rede stehende Formel nicht allgemein, sondern nur bedingungsweise als Näherung gelten wollte.

Den angegebenen Einwand von Hrn. Laugier bekräftigte auch und verschärfte noch Hr. Biot (C. R. XXXIX. 567†) durch Hinweisung auf den ursprünglichen Bau des Coëfficienten der strengen Refractionsdifferentialformel (des in Rede stehenden Refractionscoëfficienten), indem er zeigte, dafs keine berechtigte Annahme über die Luftconstitution sich damit vertrage, dafs derselbe für die ganze Atmosphäre gleichzeitig denselben Werth bewahre.

ad 2. In der eben citirten Mittheilung wurde überdies von Hrn. Biot gezeigt, dafs der gedachte Coëfficient vermöge seiner Zusammensetzung selbst auf beschränkten Strecken innerhalb der unteren Luftschichten nicht als von unveränderlichem Werthe angesehen werden könne, und namentlich, dafs derselbe selbst zu einer und derselben Zeit und bei einerlei Azimuth für verschieden entfernte irdische Signale im Allgemeinen verschieden ausfallen werde. Dafs die Variationen hierbei thatsächlich sogar sehr erheblich sein können, erweist sich an einem angeführten Zahlenbeispiel. Und dennoch soll nach dem neuen Vorschlage der durch Beobachtung einer bestimmten Mire, also für ein bestimmtes Azimuth und für eine bestimmte Entfernung gewonnene Coëfficientenwerth auf alle Azimuthe und auf alle Entfernungen, nämlich auf die ganze Atmosphäre angewendet werden.

ad 3. Was endlich die Eingangs erwähnten Motive betrifft, welche Hrn. Faye zu seinen Verbesserungsvorschlägen bewegen, so suchte Hr. Biot in drei zusammenhängenden Vorträgen (Sur la théorie des réfractions atmosphériques C. R. XXXIX. 708, 817, 933) darzuthun, dafs die Bestimmung der astronomischen Refraction mit alleiniger Hülfe der meteorologischen Elemente

des Beobachtungsortes keinesweges etwas Anstöfsiges habe, und sich theoretisch vollkommen rechtfertigen lasse. Er setzte sich nämlich das Ziel, über folgende zwei, die Frage in der That erledigende, Thatsachen genügende Rechenschaft zu geben: 1) Warum die auf den verschiedensten Hypothesen beruhenden Formeln für die Refraction fast genau dieselben Zahlenwerthe geben, sobald nur der Luft am Beobachtungsorte einerlei Druck und Dichtigkeit beigelegt wird, und 2) warum diese Zahlenwerthe so genau mit den wahren Refractionswerthen übereinstimmen. In Bezug auf den ersten Punkt bemerke man, dafs von den Grundvoraussetzungen, welche den verschiedenen Formeln zur Basis dienen, nur zwei allen gemeinschaftlich sind, nämlich: 1) dafs die Luft aus homogenen Schichten bestehe, welche mit der Erdoberfläche concentrisch sind, und 2) dafs sich dieselben im Gleichgewichtszustande befinden. Im Uebrigen dagegen weichen die Annahmen, namentlich die Annahmen über die Gesetze, nach denen sich die Dichtigkeit und Temperatur mit der Höhe ändert, zum Theil auf das stärkste von einander ab. Die Erklärung nun für die so paradox erscheinende Erfahrung, dafs trotzdem die numerische Uebereinstimmung (wenigstens bis zu einer Zenithdistanz von nahe 80°) so aufserordentlich grofs ist, findet Herr Biot vornehmlich darin, dafs sich stets zwei natürliche sehr enge Gränzen angeben lassen, zwischen denen die Refraction enthalten sein müsse, von welcher Art auch die innere physikalische Beschaffenheit der Luft sein möge, wofern sie sich nur mit den beiden genannten Grundbedingungen vertrage. Der Abstand der beiden Gränzen beträgt bei 45° Zenithdistanz nur 0,002″, bei 74° nur 0,55″, und erreicht erst bei 80° eine Höhe von 4 bis 5 Secunden.

Da aber die gedachten Grundvoraussetzungen in der Wirklichkeit niemals erfüllt sind, so blieb noch die Frage, warum die fictive Atmosphäre, für welche die Refractionsformeln entwickelt worden sind, in ihren Refractionswirkungen so nahe mit der wahren Atmosphäre übereinstimmt. Zu dem Ende untersuchte Herr Biot die Gröfse des Einflusses der Abweichungen von dem fictiven Luftzustand auf die Strahlenablenkung, und kam auf den Schlufs, dafs der Refractionswerth sich nur sehr unerheblich

abändern könne, wofern nur in einem mäfsigen Umkreise um den Beobachtungsort eine heitere, nicht zu unruhige Luft herrsche, und die Zenithdistanz nicht den 80. Grad übersteige. *Rd.*

Beobachtungen zur meteorologischen Optik.

Literatur.

A. Regenbogen, Ringe, Höfe.

C. Hartwell. Description of a tertiary rainbow. Silliman J. (2) XVII. 56-57.

E. J. Lowe. Solar rings and mock suns. Athen. 1854. p. 533-533.

B. Luftspiegelung.

F. Galton. Mirage of south Africa. Edinb. J. LVI. 182-182.

C. Vermischte Beobachtungen.

R. Schurig. Sternschwanken. Fechner C. Bl. 1854. p. 200-200; Jahn Unterhaltungen 1853. No. 15. p. 120.

E. Vogel. Beobachtungen des Sternschwankens. Berl. Monatsber. 1854. p. 53-53; Pogg. Ann. XCII. 655-656; Cosmos V. 289-290; Inst. 1854. p. 377-377; Z. S. f. Naturw. IV. 222-222; Astr. Nachr. XXXVII. 371-374.

Antonelli. De la transparence de l'atmosphère. Cosmos V. 93-94.

Laugier. Observation faite à l'île d'Ouessant sur le coucher du soleil du 22 juillet 1854. C. R. XXXIX. 409-410; Inst. 1854. p. 297-297; Cosmos V. 281-282; Z. S. f. Naturw. IV. 305-305.

Perty. Optisch-meteorologische Erscheinungen am 20. August 1853. Mitth. d. naturf. Ges. in Bern 1854. p. 84-85.

Masch und G. E. v. Kamptz. Merkwürdiges Phänomen am 27. und 28. December 1798. Boll Arch. 1854. p. 108-109.

D. Sternschnuppen, Feuermeteore, Meteorsteine.

Coulvier-Gravier. Catalogue des globes filants (bolides) observés de 1841 à 1853. Ann. d. chim. (3) XL. 59-76.

— — Observations des étoiles filantes du mois d'août. C. R. XXXIX. 343-344; Inst. 1854. p. 279-279; Cosmos V. 255-256; Z. S. f. Naturw. IV. 224-224.

QUETELET. Étoiles filantes périodiques du mois d'août. Bull. d. Brux. XXI. 2. p. 549-551 (Cl. d. sc. 1854. p. 421-423); Inst. 1855. p. 56-56; Z. S. f. Naturw. V. 220-221.

C. F. PAPE und WINNECKE. Beobachtungen der Sternschnuppen der Juliperiode in Göttingen. Astr. Nachr. XXXIX. 113-118.

R. WOLF. Beobachtungen der Sternschnuppen im Winterhalbjahr 1853 auf 1854 und im Sommerhalbjahr 1854. Mitth. d. naturf. Ges. in Bern 1854. p. 77-84, p. 113-122.

TERRERO. Météore lumineux observé à Turin le 25 février 1854. C. R. XXXVIII. 511-511.

R. CORBET. On the explosion of a meteor. Edinb. J. LVII. 152-153.

CHARCORNAC. Bolide observé le 7 septembre 1854. Cosmos V. 369-369.

B. POWELL. Report of observations of luminous meteors, 1853 to 1854. Athen. 1854. p. 1174-1174; Inst. 1854. p. 398-398; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 1. p. 386-415.

QUETELET. Bolide observé à Bruxelles. Bull. d. Brux. XXI. 2. p. 652-652 (Cl. d. sc. 1854. p. 488-488).

W. SWAN and D. WALLACE. Account of a remarkable meteor seen on 30th September 1853. Proc. of Edinb. Soc. III. 220-223.

MASCH. Grofse Feuerkugeln. BOLL Arch. 1854. p. 109-111.

F. A. GENTH. On a new meteorite from New Mexico. SILLIMAN J. (2) XVII. 239-240; ERDMANN J. LXII. 188-189; Phil. Mag. (4) VII. 378-379; Z. S. f. Naturw. III. 489-489; Inst. 1854. p. 348-348.

C. U. SHEPARD. New localities of meteoric iron. SILLIMAN J. (2) XVII. 325-330; ERDMANN J. LXII. 345-348; Z. S. f. Naturw. IV. 320-321.

J. E. WILLET. Description of meteoric iron from Putnam County, Georgia. SILLIMAN J. (2) XVII. 331-332; ERDMANN J. LXII. 348-349; Z. S. f. Naturw. IV. 321-321.

G. FORCHHAMMER. Om Meteorjernet fra Niakornak. Overs. over Forhandl. 1854. p. 1-4; POGG. Ann. XCIII. 155-159; Z. S. f. Naturw. IV. 319-319; Edinb. J. (2) I. 186-187; SILLIMAN J. (2) XIX. 430-430; Arch. d. Pharm. (2) LXXXII. 325-325.

R.P. GREG. Observations on meteorolites or aërolites, considered geographically, statistically and cosmically, accompanied by a complete catalogue. Athen. 1854. p. 1174-1174;

Cosmos V. 507-508; Phil. Mag. (4) VIII. 329-342, 449-463; Inst. 1854. p. 398-399; Silliman J. (2) XIX. 143-144, XXI. 302-302; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 19-20.

E. Uricöchea. Analyse der Meteoreisen von Toluca und vom Cap der guten Hoffnung. Liebig Ann. XCI. 249-253; Chem. C. Bl. 1854. p. 816-816; Erdmann J. LXIII. 317-318; Z. S. f. Naturw. IV. 320-320.

H. S. Ditten. Analyse eines Meteorsteins. Das chemische Laboratorium zu Christiania von A. Strecker, Christiania 1854. p. 82-83; Erdmann J. LXIV. 121-123; Z. S. f. Naturw. IV. 395-395, VI. 414-414; Pogg. Ann. XCVI. 341-344; Edinb. J. (2) III. 367-368.

G. Rose. Ueber den bei Linum unweit Fehrbellin in der Mark Brandenburg niedergefallenen Meteorstein. Berl. Monatsber. 1854. p. 525-527; Chem. C. Bl. 1854. p. 922-923; Erdmann J. LXIII. 356-359; Z. S. f. Naturw. IV. 375-376; Pogg. Ann. XCIV. 169-172; Inst. 1855. p. 206-206; Arch. d. Pharm. (2) LXXXII. 239-240.

C. U. Shepard. Notice on three ponderous masses of meteoric iron at Tuczon, Sonora. Silliman J. (2) XVIII. 369-372; Erdmann J. LXIV. 118-120.

M. A. F. Prestel. Ueber die krystallinische Structur des Meteoreisens, als Kriterium desselben. Jahrb. d. geol. Reichsanst. 1854. p. 866-868; Z. S. f. Naturw. V. 472-473.

E. Nordlicht, Zodiakallicht.

F. Arago. Aurores boréales. Oeuvres de F. Arago, Notes scientifiques I. 545-706.

C. Rümker. Ueber die Lichterscheinungen nach dem Untergange des Klinkerfues'schen Cometen am 2. September 1853. Boll Arch. 1854. p. 35-44.

Hansteen. Verzeichniſs aller seit 1846 zu Christiania in Norwegen gesehenen Nordlichter. Boll Arch. 1854. p. 44-49.

Secchi. Aurore boréale. Cosmos IV. 113-114.

J. Stevelly. Aurora borealis. Athen. 1854. p. 660-660.

Hansteen. Sur les aurores boréales. Bull. d. Brux. XXI. 1. p. 282-304 (Cl. d. sc. 1854. p. 114-136); Cosmos V. 4-4; Inst. 1854. p. 334-336; Arch. d. sc. phys. XXVIII. 136-139.

C. Dien. Description de l'aurore boréale vue à l'observatoire de Paris, le 26 septembre 1854. C. R. XXXIX. 752-753.

J. K. WATTS. On aurorae boreales observed at St. Ives. Athen. 1854. p. 1272-1272.

CLAYS. Aurore boréale. Bull. d. Brux. XXI. 2. p. 551-552 (Cl. d. sc. 1854. p. 523-524).

PETITON. Notice sur les aurores boréales. Mém. d. l. Soc. d. Cherbourg II. 204-206.

C. ARNDT. Ueber Zodiakallichter. BOLL Arch. 1854. p. 105-107.

F. Sonnenbeobachtungen.

A. D'ABBADIE. Éclipse totale du soleil, observée le 28 juillet 1851 à Frederiksvoern en Norwége. C. R. XXXVIII. 295-300.

Annular solar eclipse of May, 1854. SILLIMAN J. (2) XVII. 138-142.

J. LAMONT. Ueber die Erscheinungen, welche bei totalen und ringförmigen Sonnenfinsternissen beobachtet worden sind. Jahresber. d. Münchn. Sternw. 1854. p. 7-9.

R. WOLF. Sonnenfleckenbeobachtungen in der zweiten Hälfte des Jahres 1853 und in der ersten Hälfte des Jahres 1854. Mitth. d. naturf. Ges. in Bern 1854. p. 9-13, p. 105-108.

---

43. Atmosphärische Elektricität.

A. Luftelektricität.

1) Messung derselben.

L. PALMIERI. Sulle scoperte Vesuviane attenenti alla elettricità atmosferica. Napoli p. 1-33†; Arch. d. sc. phys. XXVI. 105-112†; SILLIMAN J. (2) XVIII. 415-416.

A. QUETELET. Sur l'électricité des nuages orageux. Bull. d. Brux. XXI. 2. p. 6-15 (Cl. d. sc. 1854. p. 192-201†); Inst. 1854. p. 344-346.

F. DELLMANN. Resultate zweijähriger Beobachtungen über Luftelektricität. Pogg. Ann. XCI. 608-610†; Inst. 1854. p. 252-252.

J. LAMONT. Beobachtungen der Luftelektricität an der Sternwarte bei München während der Jahre 1850 bis 1853. Ann. d. Münchn. Sternw. (2) VII. 131-176.

L. della Casa. Considerazioni sull' elettricità atmosferica a ciel sereno, e sopra alcuni fenomeni che ne dipendono Memor. dell' Acc. di Bologna V. 121-133.

Die Arbeit des Hrn. Palmieri ist eine recht verdienstvolle, hat aber auch ihre Mängel. Anzuerkennen ist es, dafs sich der Verfasser eines beweglichen Apparates zum Sammeln der Elektricität bediente, ohne in die Fufstapfen Peltier's zu treten, der das Elektrometer auf einen erhöheten Punkt trägt und dort mit der Hand ladet. Der Ladungsapparat des Verfassers ist sehr ähnlich dem, welcher, früher als in Neapel, in Kreuznach vom Referenten construirt worden ist. Sein Apparat kann, wie der meine, als fester und beweglicher gebraucht werden, jedoch bei ihm nur so, dafs dieser verschiedene Gebrauch zu viel Mühe verursacht. Ueberhaupt ist sein Apparat nicht einfach genug. Die Fehler der festen Apparate hat der Verfasser noch nicht genau genug untersucht, wahrscheinlich wohl, weil diese Untersuchung mit seinem Apparate etwas schwierig ist. Aufser dem Mangel der Isolirung haben sie nämlich noch zwei wesentliche Fehler, den der zu langsamen Ladung, und den, dafs man mit ihnen den Einflufs der Luftelektricität auf den Sammelkörper nicht rein erhält, sondern gemischt mit dem der Einwirkung auf den zum Mefsinstrument führenden Leiter. In Bezug auf den ersten Mangel, welchen der Verfasser eben so wenig kennt wie den zweiten, ist es denn auch durchaus nicht statthaft, wie Hr. Palmieri meint, den Apparat als festen zu gebrauchen, wenn die Elektricität schnell wechselt; man soll ihn als festen nur gebrauchen, um ihn zu studiren. Warum zur Ermittelung der Qualität der Elektricität noch ein Bohnenberger'sches Elektroskop gebraucht werden soll, ist nicht zu begreifen. Das Mefsinstrument ist ja dazu noch geeigneter. Man braucht nur einen auf Tuch geriebenen, isolirten Kork dem nach aufsen führenden, zur Ladung dienenden Theil des Instrumentes zu nähern, um die sichersten Anzeichen zu erhalten. Seine Beobachtungen über den elektrischen Zustand einer sprudelnden Quelle und mit seiner Luftelektrisirmaschine sind neu und interessant, aber von geringer Bedeutung.

Einen wesentlichen Fortschritt in der Lehre von der Luftelektricität hat der Verfasser durch Feststellung eines neuen

Factums herbeigeführt. Nach seiner Ermittelung sind Regenwolken in der Mitte positiv elektrisch; aber dieser positiv elektrische centrale Theil ist von einem breiten negativ elektrischen Gürtel umgeben. Die Lage seines Observatoriums (590 Meter über dem Niveau des Meeres) war besonders geeignet, den elektrischen Zustand der Luft beim Vorüberziehen der Regenwolken zu beobachten. Wohnt man dagegen auf coupirtem Terrain, z. B. in einem Thale, so ist es äufserst schwierig, darüber Aufschlufs zu gewinnen. Der Verfasser macht auf die nicht selten vorkommende Complication der Erscheinungen aufmerksam, welche eintritt, wenn mehrere Regenwolken zugleich am Himmel sich zeigen; zur Beurtheilung der Erscheinungen wird dann Vorsicht nöthig sein. Es ist mir auffallend, dafs Hr. Palmieri unter den Bedingungen, welche die Luft negativ elektrisch machen, auch den Schnee nennt; in Kreuznach ist bei Schnee die Luft meist stark positiv elektrisch.

In der folgenden Abhandlung sucht Hr. Quetelet nachzuweisen, dafs er das von Palmieri genauer festgestellte Gesetz über die Elektricität der Regenwolken schon früher, wenn auch unvollkommen erörtert, aufgefunden hat.

Die ferner genannte kleine Abhandlung vom Referenten selbst möchte dadurch einige Berücksichtigung verdienen, dafs die Mittel zweier Jahre fast genau übereinstimmen, obgleich die Monatsmittel in beiden grofsentheils noch bedeutend differiren. Auch ist der jährliche Gang der Luftelektricität daraus deutlich zu ersehen; ja in beiden ist der Mai der niedrigste Monat, und diese Monate stimmen in beiden Jahren fast ganz überein. Der tägliche Gang tritt ebenfalls ziemlich deutlich hervor, da von allen Monaten die Mittel der drei täglichen Beobachtungen gegeben sind. Während der Wintermonate sind die Nachmittagsmittel (Beobachtungsstunden: Morgens 6^h, Nachmittags 2^h, Abends 10^h) gröfser als die Tagesmittel; im Sommer ist es umgekehrt. Dafs das eine tägliche Maximum bald nach Sonnenaufgang eintritt, sieht man aus dem Vergleich der Morgenmittel. *D.*

2) Erscheinungen, welche mit der Luftelektricität in wahrscheinlichem Zusammenhange stehen.

P. Volpicelli. Sperimenti elettrostatici. Tortolini Ann. 1854. p. 28-30†.

— — Sur l'électricité qui se développe dans les corps isolés qui se déplacent. 3e et 4e publication. Arch. d. sc. phys. XXV. 72-76†; Giornale di Roma 1853 Nov. 28.

Zantedeschi. Sur le principe électrostatique de Palagi et ses expériences. Bull. d. Brux. XXI. 1. p. 79-84 (Cl. d. sc. 1854. p. 35-40†); Arch. d. sc. phys. XXVI. 59-60; Inst. 1854. p. 222-223.

A. Palagi. Sur les variations électriques que subissent les corps, lorsqu'ils s'éloignent ou se rapprochent les uns des autres. Arch. d. sc. phys. XXV. 372-380†.

Diese vier Aufsätze besprechen wieder das Palagi'sche Gesetz, von welchem im Berl. Ber. 1853. p. 616 die Rede war. Hr. Palagi selbst sucht de la Rive zu widerlegen und spricht gelegentlich auch den Satz aus, dafs, wenn das Strohhälmchen oder Goldblättchen eines Elektroskops auf 0 der Eintheilung oder in die Verticale zurückkomme, es doch elektrisch sei, und es nicht divergire, weil es in demselben elektrischen Zustand sei wie das ganze Instrument. Bei solchen Ansichten ist eine Widerlegung des Hrn. Palagi unmöglich. Hr. Volpicelli will nun auch gefunden haben, dafs die Natur der Elektricität, welche sich in den Körpern entwickelt, die sich in gerader Linie bewegen, nicht von der Annäherung oder Entfernung unter sich abhängt, sondern von der Richtung der Bewegung gegen den Horizont, und zwar soll in horizontaler Richtung die stärkste elektrische Wirkung hervortreten. Die Erscheinungen, über welche Herr Zantedeschi schreibt, finden in der Luftelektricität ihre vollständige Erklärung. *D.*

3) Wirkungen der Luftelektricität.

R. Wolf. Ueber Beobachtungen mit dem Schönbein'schen Ozonometer. Pogg. Ann. XCI. 314-315†; Chem. C. Bl. 1854. p. 265-266; Inst. 1854. p. 140-140; Arch. d. sc. phys. XXVI. 172-173.

F. Karlinski. Erste Resultate ozonometrischer Beobachtungen in Krakau. Pogg. Ann. XCIII. 627-628†; Chem. C. Bl. 1855. p. 22-22; Z. S. f. Naturw. V. 141-142.

A. Reslhuber. Ueber den Ozongehalt der atmosphärischen Luft. Wien. Ber. XIV. 336-344†; Chem. C. Bl. 1855. p. 198-201; N. Jahrb. f. Pharm. IV. 43-49.

Diese Arbeiten stehen hier, weil Schönbein, der Urheber der Ozontheorie, der Ansicht ist, dafs der Sauerstoff der Atmosphäre in den Ozonzustand tritt unter Mitwirkung der Luftelektricität. Mit dieser Hypothese stimmen nach einer Seite hin die Resultate der Ozonbeobachtungen überein, nach einer andern Seite hin aber nicht. Die Luftelektricität ist im Sommer am kleinsten, im Winter am gröfsten, und zwar in Kreuznach im Winter etwa das Dreifache von der des Sommers. In Kremsmünster war von September 1853 bis September 1854 der Ozongehalt des Herbstes 3,97, des Winters 7,53, des Frühlings 4,59, des Sommers 4,64. Wenn hier im Vergleich mit der Luftelektricität der Frühling und Sommer zu hoch erscheinen, so könnte man das durch Einwirkung des Sonnenlichtes erklären, welches ebenfalls an der Verwandlung des gewöhnlichen Sauerstoffs in Ozon participiren soll. Die Beobachtungen des Hrn. Wolf in Bern gaben während des Jahres 1853 für den Winter 5,29, Frühling 6,47, Sommer 3,42, Herbst 2,87, also ein ähnliches Resultat. Die Beobachtungen in Krakau von October 1853 bis October 1854 gaben für den Winter 5,09, Frühling 6,30, Sommer 4,46, Herbst 4,40, also ebenfalls wenig abweichend. Wenig günstig stellt sich aber die Sache, wenn man die Resultate der Tag- und Nachtbeobachtungen mit einander vergleicht. Bei den Berner Beobachtungen sind beide nicht getrennt angegeben. In Krakau wurde Morgens 6^h und Abends 10^h beobachtet, der Tag also zu 16 Stunden, die Nacht zu 8 Stunden gerechnet; in Kremsmünster wurde Morgens 6^h und Abends 6^h beobachtet. In Krakau ergaben die Beobachtungen:

	Tag	Nacht
Winter . . .	4,37	5,82
Frühling . . .	5,63	6,97
Sommer . . .	3,97	4,95
Herbst . . .	4,33	4,48
Jahr	4,54	5,53.

In Kremsmünster:

	Tag	Nacht
Winter . . .	7,06	7,99
Frühling . . .	3,44	5,73
Sommer . . .	3,98	5,29
Herbst . . .	3,14	4,79
Jahr	4,41	5,95.

Es ist also entschieden der Ozongehalt der Luft Nachts gröſser als am Tage, was gegen die Hypothese spricht, da Nachts Licht und Luftelektricität geringer sind als am Tage.

Die Bearbeitung der Beobachtungen von Kremsmünster ist eine recht sorgfältige, da die Resultate der Ozonbeobachtungen verglichen sind mit den übrigen meteorologischen Gröſsen. Daraus sind Sätze abgeleitet, von denen einige hier stehen mögen.

„Es ist die Luft bei niederem Luftdrucke reicher an Ozon als bei höherem". Mit der Luftelektricität ist es umgekehrt.

„Der Ozongehalt der Luft ist an trüben Tagen (ohne Niederschläge) gröſser als an heitern, an den heitern Tagen der kältern Monate gröſser als an denen der wärmern". Mit der Luftelektricität verhält es sich in beiden Fällen ebenso.

Sämmtliche Vergleiche der Resultate aus den Kremsmünsterer Beobachtungen veranlassen Hrn. Reslhuber zu der Behauptung:

„Je enger die Dunsttheilchen der Luft an einander gebracht werden, desto mehr nimmt der Ozongehalt der Luft zu. Er ist am kleinsten beim elastischen Zustande des atmosphärischen Wassers, gröſser beim Uebergange in den tropfbarflüssigen, am gröſsten beim Uebergang in den festen".

Hier haben genauere Forschungen also noch viel zu thun.

D.

Moffat. On medical meteorology and atmospheric ozone. Athen. 1854. p. 442-442†.

Aus den von Hrn. Moffat angestellten und benutzten Witterungsbeobachtungen für vier Jahre soll hervorgehen, dafs
1) die Ozonperioden mit Abnahme des Luftdruckes und Zunahme der Temperatur beginnen;
2) die Perioden bei Südost ihren Anfang, bei Nordwestwinden ihr Ende haben;
3) Ozon und Cirri gegenseitige Begleiter seien;
4) das Ozon auf der westlichen Küste Englands in gröfserer Quantität als an den Binnenlandstationen vorhanden sei.

Aufserdem bringt der Verfasser das Auftreten mancher Krankheitsfälle und deren Verlauf mit gewissen Windrichtungen und Witterungszuständen in so festen Zusammenhang, dafs er sogar bestimmte Gesetze hierfür aufzustellen wagt. *Ku.*

B. Wolkenelektricität.

1) Erscheinungen.

F. Arago. Le tonnerre. Oeuvres de F. Arago, Notes scientifiques I. 1-404; Cosmos V. 30-32, 700-701; Edinb. J. (2) III. 150-152.

Lugeol. Sur un coup de foudre qui a frappé, le 24 juillet, dans la baie de Baltchick le navire Le Jupiter. C. R. XXXIX. 155-157†; Cosmos V. 81-81; Inst. 1854. p. 255-255; Z. S. f. Naturw. IV. 379-379.

Masch. Starkes Gewitter am 11. August 1802 zu Neustrelitz. Boll Arch. 1854. p. 111-112.

— — Hagelwetter zu Neustrelitz am 25. Mai 1773. Boll Arch. 1854. p. 112-114.

Das Werk des geistvollen Verstorbenen steht hier, weil es überwiegend Thatsächliches enthält. Es bedarf bei aller seiner Vortrefflichkeit jetzt doch der Vervollständigung, die er selbst immer angestrebt hat durch Aufnahme des betreffenden Materials in die C. R. Diese Vervollständigung würde zuerst die Disposition treffen. Hr. Arago hat von Luftelektricität gar nicht gesprochen, sie auch bei seinen Erklärungen gar nicht benutzt.

Als er das Werk schrieb (1838 zuerst in dem Annuaire d. bur. d. long. erschienen), kannte man noch keine genügenden Beobachtungen über Luftelektricität, da im Jahre 1844 die zu Brüssel und Kew begannen. Das Ozon war damals noch nicht bekannt, und eben so wenig die zerstörenden Einwirkungen der Gewitter auf Telegraphendrähte. Das alles sind Gegenstände, welche jetzt in den Rubriken der atmosphärischen Elektricität zur Sprache kommen müssen. Die Vertheilung der Gewitter in der Zeit hat Hr. Arago kaum berührt. Wir haben darüber eine vortreffliche Arbeit aus dem Jahre 1852 von Fritsch (Berl. Ber. 1852. p. 602), welcher aus den Beobachtungen in Kremsmünster und Prag nachweist, dafs die Gewitter nicht blofs eine Jahres-, sondern auch eine zweifache Tagesperiode haben. Aus den Prager Beobachtungen folgt schon, dafs von 22^h an sich die Gewitter vermehren im

April . . .	bis um	2^h,
Mai	-	4 ,
Juni	-	5 ,
Juli	-	5 ,
August . .	-	3 ,
September	-	2 .

Die Abnahme, welche nun eintritt, dauert nur wenige Stunden und geht bald in eine Zunahme über, welche mit einem zweiten, nahe gleich grofsen Maximum endet, welches im

April . . .	um	8^h,
Mai	-	8 ,
Juni	-	9 ,
Juli	-	9 ,
August . .	-	9 ,
September	-	8

statt findet. Diese Resultate, welchen 28jährige Beobachtungen zu Grunde liegen, werden bestätigt durch die 33jährigen von Kremsmünster. In den letzteren treten die Maxima und Minima noch schärfer hervor, die Wendepunkte fallen jedoch auf eine 1 bis 2 Stunden frühere Tageszeit.

Die Arago'sche Angabe der niedrigsten Höhe der Gewitterwolken findet eine Berichtigung in einer Arbeit von Haidinger

(Berl. Ber. 1852. p. 602). Wir erfahren daraus, dafs bei einem Gewitter vom 5. August 1826 zu Admont die Wolke in einer Höhe von 84 bis 108 Fufs, bei einem zweiten vom 19. Juli 1826 zu Graz die Wolke in einer Höhe von 210 bis 320 Fufs sich befand.

Eine Vervollständigung giebt Wolf (Berl. Ber. 1852. p. 602). Er betrachtet die Erscheinung der Gewitter unter einem neuen Gesichtspunkte, indem er sie mit den Sonnenflecken in Beziehung bringt. Er theilt die Jahre in sonnenfleckenarme, sonnenfleckenreiche und mittlere. Dann discutirt er Gewitterbeobachtungen von Fries, welche den Zeitraum von 1683 bis 1718 umfassen, und neuere. Er findet das Resultat, dafs die mittleren Jahre am reichsten an Gewittern sind.

Eine Berichtigung der Zahl der Gewitter in einem Jahr findet sich in der Abhandlung d'Abbadie's (Berl. Ber. 1852. p. 600). Er beobachtete in Aethiopien in sechs Jahren 1909 Gewitter.

Beispiele von Kugelblitzen, deren Hr. Arago in seinem Werke schon eine ziemliche Anzahl anführt, zählen die C. R. viele auf; besonders reich ist in dieser Beziehung der Jahrgang 1852, wie die Literatur der atmosphärischen Elektricität im Berl. Ber. 1852. p. 600-602 nachweist.

Da die Berliner Berichte alles sammeln, was auf dem Gebiete der Physik vorkommt, so möchten gerade sie am besten geeignet sein, die laufende Vervollständigung des genannten vortrefflichen Werkes eines der gröfsten Physiker aller Zeiten zu liefern. Soll aber die Vervollständigung einigermafsen dem Werke entsprechen, so stellt sie an diejenigen, welche die Sammlung und Sichtung des Stoffes vorzunehmen haben, die Forderung, den Verfasser in seinem Streben bei Bearbeitung des Werkes sich zum Muster zu nehmen. Dies Muster wird schwerlich je erreicht werden.

In der Arbeit des Hrn. Lugeol ist über die Wirkung des Einschlagens eines Blitzes in einen Blitzableiter berichtet. Dieser Bericht wurde der Akademie übersandt mit Bruchstücken des zerstörten Conductors. In dem nachfolgenden Supplément à l'instruction sur les paratonnerres ist der Fall erörtert (siehe unten p. 656). *D.*

---

2) Wirkungen.

Boudin. Recherches sur le nombre des victimes de la foudre et sur quelques phénomènes observés sur les individus frappés. C. R. XXXIX. 783-786†; Inst. 1854. p. 366-366; Pogg. Ann. XCIV. 644-644; Z. S. f. Naturw. V. 142-142.

F. Cohn. Ueber die Einwirkungen des Blitzes auf die Bäume. Fechner C. Bl. 1854. p. 97-107†; Jahresber. d. schles. Ges. 1853. p. 1-16.

In dem Aufsatze des Hrn. Boudin werden die Aeufserungen von Arago und Kämtz über die geringe Menge der durch den Blitz Getödteten berichtigt und manche interessante Notizen mitgetheilt. Von 1835 bis 1852 betrug die Menge der schnell Getödteten in Frankreich 1308, 1835 allein 111, 1847 nur 108. Die Zahl der Getroffenen wird auf 200 jährlich geschätzt. In Belgien wurden jährlich 3, in England 22, in Schweden 9,64 schnell getödtet. Indem der Verfasser sich bemüht, die Zahlen für die verschiedenen Departements festzustellen, ergiebt sich das für die Wissenschaft interessante Resultat, dafs auch für gröfsere Erdstrecken dasselbe gilt, was für kleinere längst bekannt ist, nämlich die höher Wohnenden sind mehr der Gefahr ausgesetzt. Während in der angegebenen Periode im Departement L'Eure 2 Todesfälle vorkommen, sind ihrer im Departement L'Eure-et-Loir et le Calvados 3, in Le Cantal 20, L'Aveyron 24, Corse 27, Saône-et-Loire 38, La Haute-Loire 44, Le Puy de Dôme 48. Von 100 Getödteten sind in Frankreich Männer 67, 23 nicht angegeben nach dem Geschlechte, 10 Frauen. In Schweden kommen auf 5 Männer 3 Frauen, in England auf 32 Männer 11 Frauen. Das Maximum der durch einen und denselben Schlag Getödteten ist 8 bis 9. Thiere scheinen häufiger der Tödtung durch Blitz unterworfen zu sein, da d'Abbadie berichtet, dafs in Aethiopien 2000 Schaafe durch einen Schlag getödtet wurden. Von 107 in den Jahren 1843 bis 1854 Getödteten sind 21 als unter Bäumen umgekommen bezeichnet. Die Zahl der durch Blitz entstehenden Feuersbrünste ist ebenfalls nicht unbedeutend, in 4 französischen Departemens während einer Woche 8 (einzelner Fall), im Königreich Würtemberg von 1841 bis 1850 im Ganzen 117. In den Jahren 1829 und 1830 wurden in 15 Monaten 5 grofse Schiffe der

englischen Marine zerstört. Von 1810 bis 1815 haben Gewitter 70 Schiffe derselben aufser Dienst gebracht. Dann nennt der Verfasser 4 Fälle, wo der Blitz in einen Pulverthurm fuhr; der schrecklichste war der von 1769 in Brescia, wodurch der sechste Theil der Häuser dieser Stadt zerstört und 3000 Menschen getödtet wurden.

In der zweiten Arbeit giebt ein beobachteter Fall des Einschlagens des Blitzes in eine Silberpappel Hrn. Cohn Gelegenheit, den Gegenstand mit Hinzuziehung anderer, in der Literatur vorliegender Fälle umfassend zu erörtern. Er gelangt zu folgenden Sätzen.

1) Der Blitz springt auf einen Baum entweder an der höchsten Stelle oder unterhalb des Gipfels an irgend einem hervorragenden Punkte über.

2) Seine Eintrittsstelle bezeichnet der Blitz durch gewaltsame Zerschmetterung, Abbrechen von Aesten, Absprengen von grofsen Holz- und Rindensplittern.

3) Nach Durchbrechung der Rinde wird der Hauptstrom der Elektricität in der gut leitenden Cambiumschicht abgeleitet. Die hierdurch sich entwickelnde Wärme verdampft augenblicklich die in den Cambiumzellen enthaltene Flüssigkeit ganz oder theilweis. Der Dampf wirft die Rinde mit der daran hängenden Bastschicht ganz oder in Fetzen ab, deren Bruchstücke bis 50 Schritt im Umkreise fortgeschleudert werden.

4) Die Richtung der abgelösten Rindenstreifen bezeichnet nicht die Bahn des Blitzes, sondern die Stellen, an denen die Rinde der Explosion den geringsten Widerstand leistet.

5) Ein Nebenstrom der Elektricität geht durch den schlechter leitenden Holzkörper, der dadurch in der Richtung seiner leichtesten Spaltbarkeit zerspringt.

6) Die Spalten im Holzkörper verlaufen entweder parallel den Markstrahlen, oder senkrecht auf diese parallel den Jahresringen, oder in beiden Richtungen.

7) Da die meisten Baumstämme in Folge einer besonderen Art des Wachsthums schraubenförmig gedreht sind, so verlaufen auch die durch den Blitz herbeigeführten Spalten oft spiralig um den Stamm.

8) Die in einen Baumstamm durch den Blitzschlag eingeführte Elektricität tritt entweder über der Erde unter Feuererscheinung wieder heraus, oder sie wird durch die Wurzeln in den Boden abgeleitet, wobei die Erde oft aufgeworfen, die Wurzeln selbst gespalten und ans Licht emporgehoben werden.

9) Häufig tödtet der Blitz die Bäume, häufig auch nicht.

10) Alle Bäume können vom Blitze getroffen werden, gewisse Arten jedoch besonders häufig.

11) Die Wirkungen des Blitzes scheinen bei allen Bäumen in der Art übereinzustimmen und die Unterschiede mehr von der Intensität des Strahles als von der specifischen Natur des Baumes abzuhängen. *D.*

---

3) Theorie.

T. du Moncel. Théorie des éclairs. Mém. d. l. Soc. d. Cherbourg II. 49-94†, 381-382†; Inst. 1854. p. 47-48.

Leclercq. Sur la cause qui produit le bruit prolongé du tonnerre. C. R. XXXIX. 694-694†.

Die Arbeit des Hrn. du Moncel zeigt viel Fleifs, Scharfsinn und Kenntnifs der einschlagenden Literatur. Sie liefert den Versuch einer Theorie des Blitzes überhaupt, sogar des Kugelblitzes. Nach einer kurzen Geschichte giebt der Verfasser die Resultate seiner Versuche mit dem Ruhmkorff'schen Apparate. Die Theorie der Linienblitze beruht auf folgenden Sätzen.

1) Wenn man zwischen die geladenen Pole der Inductionsspirale des gedachten Apparates einen Körper bringt von mittlerer Leitungsfähigkeit (Wasser im Zustande der Zertheilung, Wasserdampf etc.), den der Verfasser secundären Leiter nennt, so sieht man den Funken beträchtlich verlängert, die Entladung erfolgt also in gröfserer Entfernung und leichter.

2) Wenn eine Entladung in der Nähe eines secundären Leiters erfolgt, so geht sie durch denselben.

3) Wenn der zwischen die Pole gebrachte secundäre Leiter homogen ist, so ist der Funke gerade; ist jener nicht homogen, ist dieser nicht gerade. Grove erhielt in der Alkohollampe Zickzacks.

4) Der Regen und der verdichtete Wasserdampf dienen der atmosphärischen Elektricität als secundäre Leiter. Daraus erklärt sich: 1) die ungeheure Länge der Blitze, 2) ihre Zickzacks und überhaupt ihre Abweichungen von der geraden Linie.

5) Wenn als secundärer Leiter ein feines und auf einen Isolator dünn gestreutes Metallpulver genommen wird, so ordnen sich die Theilchen zu Reihen und der Funke verzweigt sich. Daraus erklären sich theilweise die Erscheinungen des Transportes bei Blitzschlägen.

Der Verfasser erörtert weitläufiger die Umstände, wie sie bei einem Gewitter in der Atmosphäre vorkommen, und zeigt, dafs sie denen bei seinen Experimenten analog sind, woraus dann die Erscheinungen des Linienblitzes sich von selbst ergeben. Einwürfe weist er geschickt zurück und zeigt eine bedeutende Kenntnifs der Meteorologie und Elektricitätslehre. Zur Erklärung des Kugelblitzes giebt der Verfasser noch folgendes Experiment an.

Man giefse einen Wassertropfen auf eine gefirnifste Ebene und verwische ihn mit dem Finger nach allen Seiten, bis er eine sehr dünne Wasserschicht auf dem Firnifs bildet. Dann wird der Funken des Ruhmkorff'schen Apparates sich verbreiten, wie in einer dünnen Schicht eines Metallpulvers, aber er wird glänzender und schärfer begränzt sein. Seine Farbe wird sich verändern mit der Dicke der Wasserschicht. Ist sie dicker, wird er violett sein und unterbrochen, und öfter mit einer Kugel von rothem Feuer endigen; ist sie dünner, wird er von einer blendenden Weifse sein und zuweilen bläulich.

Mit grofser Geschicklichkeit, wenn auch etwas gezwungen, weifs der Verfasser daraus den Kugelblitz zu erklären. Wenn er jedoch die Ansicht ausspricht, dafs beim Kugelblitz keine Detonation vorkomme, so stimmt das mit den Thatsachen nicht überein.

Die Notiz des Hrn. Leclercq enthält nichts als Ableitung des anhaltenden Rollens des Donners aus der grofsen Menge von Funken, welche zwischen Gewitterwolken überspringen, und aus der Verschiedenheit der Entfernung dieser Wolken von unserm Ohr. *D.*

---

4) Blitzableiter.

POUILLET. Supplément à l'instruction sur les paratonnerres. C. R. XXXIX. 1142-1158†; Inst. 1854. p. 433-433, p. 442-445; Cosmos V. 696-698; Arch. d. sc. phys. XXVIII. 56-62; Polyt. C. Bl. 1855. p. 350-353; Ann. d. chim. (3) XLIII. 432-454; Bull. d. l. Soc. d'enc. 1855. p. 31-44; Z. S. f. Naturw. V. 227-228.

C. DUPIN. Observations au sujet du rapport sur l'établissement des paratonnerres à bords des vaisseaux. C. R. XXXIX. 1159-1160†; Cosmos V. 698-700; Inst. 1854. p. 445-446; Bull. d. l. Soc. d'enc. 1855. p. 44-46.

NASMYTH; FARADAY. On lightning conductors. Athen. 1854. 1182-1182; SILLIMAN J. (2) XIX. 139-140†; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 158-158.

J. L. GATCHELL. Lightning rod. Mech. Mag. LXI. 174-174, 200-202.

R. B. FORBES. Lightning conductors for ships. Mech. Mag. LXI. 178-178.

Die erste Abhandlung, eine Schrift der physikalischen Abtheilung der Akademie, verfaſst von Hrn. POUILLET, ist von gediegenem Inhalte, wie sich das erwarten läſst. Die Veranlassung gab die Erbauung des Industriepalastes, der durch Blitzableiter geschützt werden sollte nach Vorschlägen von der Akademie.

Hauptinhalt:

Früher gab es häufig Gegner des Blitzableiters unter Gelehrten und Ungelehrten. Er sollte den Blitz anziehen, also nicht nur unnütz, sogar schädlich sein. Durch die Instruction von 1823, gegeben von der Akademie, verfaſst von GAY-LUSSAC, für Errichtung der Blitzableiter (POGG. Ann. I. 403-447; Bull. d. l. Soc. d'enc. 1855. p. 12-31), wurde diesen Vorurtheilen entgegengewirkt, besonders da die Verwaltungsbehörden dieselbe möglichst verbreiteten. Ist sie noch gültig? Sie nimmt auf die Bauart nur in einem Passus Rücksicht, weil es damals nicht nöthig war, diesen Punkt ins Auge zu fassen. Heute ist es anders. Damals enthielten die Gebäude wenig Metall, deshalb sagt die Instruction nur: Die metallnen Theile von Bedeutung sollen mit dem Conductor durch 3''' dicke Eisendrähte verbunden werden. Die heutigen groſsen Metallmassen an vielen Gebäuden machen weit mehr Blitzableiter zum Bedürfniſs. Auch Rücksicht

auf Construction des Bodens ist erforderlich. Eine dünne, trockne Bodenschicht über einer feuchten oder metallnen wird leicht durchbrochen; ist sie dick, weniger leicht aus zwei Gründen, dem gröſsern Hindernifs, welches sie darbietet, und der gröſsern Entfernung der Gewitterwolke von der darunter liegenden, anziehenden Schicht. Beispiel: tiefe und enge Thäler, in denen nie Zerstörungen durch Gewitter wahrgenommen werden. Der Blitz hat seinen genau gesetzmäſsigen Gang, Ausgangs- und Endpunkt, Bahn. Zwei Beispiele des Einschlagens werden erörtert, das eine auf dem Jupiter am 14. Juni 1854 (oben p. 651). Mit letzterm zugleich ein türkisches Schiff, welches ein Loch bekam, weil der Conductor nicht im Wasser hing. Der Conductor war in beiden geschmolzen; im ersten eine Kette, im zweiten ein Messingdrathseil, beides fehlerhaft. Ein Seil ist wohl gut, wenn an beiden Enden die Dräthe zusammengeschmolzen sind, also eine Metallmasse bilden. Die Kette hat zu viel Trennungsstellen, welche durch Oxydation zu leicht isoliren. Der Drath, aus dem die Kette gemacht, war auch zu dünn, nur 6^{mm} dick; der Querschnitt muſs 9 bis 10mal so groſs, die Dicke also wenigstens 3mal so groſs sein. Die zwei Grundregeln sind:

1) Der Blitzableiter muſs überall hinreichenden Querschnitt haben, damit die Masse nicht schmilzt.

2) Er muſs von oben bis ins Reservoir ohne Unterbrechung (vollständig metallische Berührung überall) fortgehen. Löthungsstellen sind noch durch Schrauben zu befestigen.

Die oberste Spitze habe nicht unter 3 Quadratcentimeter Querschnitt, also 2 Centimeter Durchmesser. Platinspitze conisch mit 2 Centimeter Durchmesser an der Basis und 4 Centimeter Höhe, oben massiv, unten hohl, um auf die Eisenstange geschraubt und dann verzinnt zu werden, wo sie angeschraubt ist. Der Blitzableiter verhütet die starke Ansammlung von Elektricität in der Nachbarschaft, muſs aber doch den stärksten Schlag aushalten können, also durch ihn weder zerstört noch unbrauchbar werden. Die Regel von 1823, 15^{mm} Seite für das Eisen mit quadratischem Querschnitt, oder 17^{mm} Durchmesser für das runde, wird anerkannt.

Unsicherheit der Regeln über die Gröfse des Schutzkreises der Blitzableiter. Alte Regel, auch 1823 beibehalten: doppelte Höhe der Stange ist Halbmesser des Schutzkreises. Zusatz von 1823: Für Glockenthürme ist die einfache Höhe der Radius. Diese Regeln werden durch die bisherige Erfahrung nicht widerlegt; aber für Gebäude mit viel Metall, besonders an der Decke, ist der Schutzkreis ein kleinerer.

Aufforderung an Officiere, Architecten, Ingenieurs, Professoren, weitere sorgfältige Beobachtungen zu machen, bei Blitzschlägen alles genau zu messen und zu beschreiben, was getroffen ist und was verschont blieb, den Weg vom obersten bis zum untersten Punkte genau festzustellen.

Regeln für Schiffe.

Das Kupfer allem vorzuziehen wegen geringer Oxydation und guter Leitung. Es kann mit 3mal kleinerm Querschnitt genommen werden. Tau davon aus drei Strängen, die einzelnen Drähte 1 bis 1¼ Millimeter Durchmesser, der Strang 1 Quadratcentimeter Querschnitt, eingelöthet das Tau in die Stange, am Ende oben und unten halbkugelig, unten in ein Stück Kupfer ausgehend, welches immer im Meere hängt.

Dann folgen noch Regeln zum Schutze des Ausstellungspalastes, welche wir hier übergehen.

Hr. Dupin, Präsident der Abtheilung für Marine- und Militärgegenstände bei der Londoner Industrieausstellung, berichtet über ein Verfahren von Harris, Schiffe gegen Blitz zu sichern, welches dort den ersten Preis bekam. Es besteht darin, das ganze Schiff, Masten und Schiffsraum, möglichst mit kupfernen Conductoren zu durchziehen, welche noch dazu in vielfacher Berührung mit dem Meerwasser stehen.

Hr. Nasmyth tadelt die gewöhnliche Art, den Blitzableiter an Schornsteinen auf der Aufsenseite anzubringen, weil Schornsteine dadurch öfter vom Blitz verletzt werden, besonders an den Stellen, wo der Conductor durch metallene Halter an demselben befestigt ist. Er schlägt deshalb vor, die Stange in der Mitte über dem Schornstein anzubringen, unten zu verästeln und mittelst dieser Verästelungen auf der Spitze des Schornsteins zu befestigen.

Hr. Faraday, der darüber um Rath gefragt wird, empfiehlt, dafs Conductoren von Blitzableitern immer auf der Innenseite und nicht auf der Aufsenseite der Gebäude sich befinden sollten. Bei Errichtung der Denksäule des Herzogs von York sei er auch über die zweckmäfsige Anbringung des Blitzableiters gefragt worden, aber man habe seinen Rath nicht befolgt und den Conductor doch auf der Aufsenseite befestigt, wodurch das Denkmal entstellt werde. Mit Recht sind nach seiner Meinung alle Metallmassen in der Nähe des Conductors schädlich, wenn nicht von ihnen eine ununterbrochene Leitung in den Boden führt. Als Faraday noch gefragt wird, ob ein Kupferstreifen nicht besser sei als eine Kupferstange, erwiedert er, dafs die Gestalt des Conductors unwesentlich sei.

Hr. Gatchell beansprucht für seinen Blitzableiter nichts als eine zweckmäfsige Combination der bekannten besten Mittel. Die Stange endigt in eine Platinspitze, um welche mehrere Kupferspitzen unter einem Winkel von 45° gegen den Horizont gestellt sind. Alle sind in eine Zinkkugel befestigt. Das untere Ende ist wieder mit einer Zinkkugel versehen, aus welcher Kupferstangen ins Wasser gehen. Durch diese Verbindung des Kupfers mit Zink wird das Rosten des erstern verhindert.

Hr. Forbes giebt an, dafs er Zeit und Geld nicht gespart habe, den Modus der Sicherung der Schiffe gegen Blitz von Harris praktisch zu machen. Da kein Pfund Sterling und kein Menschenleben verloren gegangen, wo man die Methode von Harris anwandte, so spricht das gewifs für sie. Aber da sie zu theuer in der Ausführung ist, so hat der Verfasser sie so modificirt, dafs sie praktisch geworden. Er läfst Röhren vom untern Theil des Mastes auf jeder Seite eines Segels mit einem an der Seite des Schiffes befindlichen Conductor in Verbindung treten. *D.*

---

44. Erdmagnetismus.

A. Quetelet. Sur la déclinaison, l'inclinaison et la force de l'aiguille magnétique à Bruxelles, et sur les variations de ces trois éléments depuis quelques années. Bull. d. Brux. XXI. 1. p. 218-226 (Cl. d. sc. 1854. p. 98-106); Inst. 1854. p. 301-302.

Hr. Quetelet bestimmt einmal in jedem Jahre, und zwar im Monat März oder April, die absolute Declination mittelst eines Declinatoriums von Troughton, und die absolute Inclination mittelst eines Inclinatoriums von Gambey (siehe Berl. Ber. 1852. p. 603, 1853. p. 629).

Die Beobachtungen des Jahres 1854 haben folgende Resultate geliefert:

Declination . . . . 19° 57,7′
Inclination . . . . . 67 45,0.

Indem Hr. Quetelet diese Messungen mit den Ergebnissen früherer Jahre vergleicht, nimmt er Gelegenheit die Rechnungen zu erwähnen, wodurch Hansteen das allmälige Heranrücken des Minimums der Inclination (Berl. Ber. 1853. p. 630) näher bestimmt hat; ferner fügt er relative Messungen der Horizontalintensität bei, welche der ägyptische Astronom Mahmoud mittelst eines Schwingungsapparates zu Anfang des Jahres 1854 in Paris und Brüssel vorgenommen hat. Das Verhältnifs ist

1 : 0,9559.

Von acht verschiedenen Beobachtern ist in den Jahren 1828 bis 1841 dieses Verhältnifs bestimmt und durchgängig etwas gröfser gefunden worden; auch die in jüngster Zeit vorgenommenen Bestimmungen nähern sich mehr dem früheren als dem neuen Verhältnisse. *La.*

Secchi. Sur le nouvel observatoire magnétique de Rome. Bull. d. Brux. XXI. 1. p. 74-79 (Cl. d. sc. 1854. p. 30-35); Inst. 1854. p. 221-222; Arch. d. sc. phys. XXVI. 266-270; Cosmos IV. 61-61; Astr. Nachr. XXXVIII. 94-94; Arch. d. sc. phys. XXV. 162-168; Corrisp. scient. di Roma.

Hr. Secchi theilt uns hier eine vorläufige Nachricht mit über das neu errichtete magnetische Observatorium des Collegio Romano. Bis jetzt enthält es übrigens nur ein Gaussisches Magnetometer mit einem eisenfreien Theodoliten von Ertel. Die ersten Messungen ergaben die Declination am 30. October 1853 = 14° 3′ 35″ westlich. Ob hierbei kein Localeinflufs vorhanden ist, mufs um so zweifelhafter erscheinen, als der Angabe des Hrn. Secchi zufolge an verschiedenen Punkten in der Umgegend eine vulcanische Beschaffenheit des Bodens sich zeigt. Behufs näherer Untersuchung des Localeinflusses hat Hr. Secchi ein kleines Magnetometer anfertigen lassen. Zur Vergleichung mit obigen Resultaten werden aus älterer Zeit folgende Declinationsbestimmungen angeführt:

1640.	Kircher	2° 45′	westlich
1670.	Auzout	2 30	-
1762.	Asclepi	16 0	-
1811.	Conti	17 3	-
1812.	Conti	16 55	-
1833.	Pionciani . . .	16 35	-

Hr. Secchi erwähnt zwei magnetische Störungen, die am 6. December 1853 und am 2. Januar 1854 eingetreten sind, und bringt erstere in Zusammenhang mit einem Meteorstein, welcher gleichzeitig auf die Erde niederfiel. Er meint, dafs, da die Meteorsteine gewöhnlich eisenhaltig sind „eine Masse dieser Art an der Erde vorübergehend möglicher Weise auf kurze Zeit eine Aenderung des magnetischen Zustandes hervorbringen könne". Ich bezweifle sehr, ob diese Ansicht von Seiten der Physiker viel Beifall finden wird. *La.*

A. d'Abbadie. Observations de l'aiguille aimantée, faites à Audaux. C. R. XXXIX. 646-646; Inst. 1854. p. 351-351.

Hr. d'Abbadie hat in Audaux im südwestlichen Frankreich (zwischen Pau und Bayonne) die Inclination der Magnetnadel gemessen und gefunden:

1850. 63° 19,35′ 1854. 62° 58,98′.

Die jährliche Abnahme giebt Hr. d'Abbadie hiernach zu 4,68′ an, ein Betrag, der jedenfalls nahe um die Hälfte zu grofs ist. Die beiden obigen Bestimmungen weichen von anderen in jenem Landstriche gemachten Messungen beträchtlich ab; es ist übrigens allgemein bekannt, wie verschieden die Inclination mit verschiedenen Instrumenten gefunden wird. *La.*

Secchi. De l'action du soleil sur les variations périodiques de l'aiguille aimantée. C. R. XXXIX. 687-690, 1022-1023; Inst. 1854. p. 359-360, p. 422-422; Cosmos V. 453-456; Corrisp. scient. di Roma 1854 Luglio 15; Phil. Mag. (4) VIII. 385-399, IX. 432-452; Bull. d. Brux. XXI. 2. p. 552-556 (Cl. d. sc. 1854. p. 424-428); Arch. d. sc. phys. XXVII. 192-205, XXVIII. 13-27; Tortolini Ann. 1854. p. 256-267, p. 337-364, p. 462-473, 1855. p. 54-69; Ann. d. chim. (3) XLIV. 246-255; Cimento I. 60; Arch. d. Pharm. (2) LXXXVII. 311-314; Mech. Mag. LXIII. 33-35.

In einem Schreiben an den Secretär der Brüsseler Akademie giebt Hr. Secchi vorläufige Mittheilung über eine Denkschrift, welche er zum Drucke vorbereitet hatte, und deren Zweck dahin ging, die täglichen Variationen des Magnetismus als directe magnetische Einwirkung der Sonne nachzuweisen. Wir entnehmen hieraus, dafs Hr. Secchi die von Sabine herausgegebenen Beobachtungen der Brittischen Observatorien als Grundlage gewählt hat, und dafs er, um den Einflufs der Sonnendeclination zu erhalten, die mittlere Jahrescurve von den monatlichen Curven abzieht. Im weiteren Verlaufe des Schreibens finden wir galvanische Ströme als dasjenige Agens bezeichnet, welches die tägliche Bewegung der Nadel unmittelbar bewirkt; aufserdem ist auch von einer mittelbaren, thermischen Einwirkung der Sonne und von einem Einflusse der meteorologischen Variationen die Rede. Wir halten es für überflüssig den Inhalt des obigen Ar-

tikels umständlicher zu besprechen, bis uns die angekündigte Denkschrift selbst vorliegt, die mehr als diese briefliche Notiz geeignet sein dürfte, eine klare Vorstellung von den erhaltenen wichtigen Resultaten zu geben und mancherlei Anstände und Bedenken zu beseitigen, welche dem nur mit den Resultaten früherer Forschung vertrauten Leser sich darbieten möchten. *La.*

J. Ross. On the deviation of the magnetic needle peculiar to Liverpool. Athen. 1854. p. 1175-1175; Mech. Mag. LXI. 340-341; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 12-12.

Der Verfasser geht von der Wahrnehmung aus, dafs die von Liverpool absegelnden Schiffe gewöhnlich eine unrichtige Bestimmung des Fehlers ihrer Compasse im Flusse Mersey erhalten, und findet den Grund hiervon theils in den Eisenmassen, welche in verschiedenen Fabriken am Ufer aufbewahrt sind, theils in den Aenderungen, welche dadurch entstehen, dafs nach vorgenommener Verification der Compasse neue Frachtstücke an Bord gebracht werden. Er schlägt deshalb vor, da, wo der Flufs in das Meer einmündet, Pfähle am Ufer fest zu machen, und zwar zwei Pfähle im astronomischen und zwei Pfähle im magnetischen Meridian, so dafs man nur das Schiff in solche Lage zu bringen hat, dafs die ersteren oder die letzteren Pfähle auf einander sich projiciren, um eine sichere Controlle des Compasses zu erhalten.

La.

W. Scoresby. On the changes in the action of compasses in iron ships. Athen. 1854. p. 1205-1206; Cosmos V. 573-577; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 49-53.

— — An inquiry into the principles and measures on which safely in the navigation of iron ships may be reasonably looked for. Athen. 1854. p. 1278-1279; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 53-54, p. 161-162.

J. T. Towson. On the inefficiency of the aids of science at present in connexion with the compasses of iron ships. Athen. 1854. p. 1206-1207; Cosmos V. 578-579; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 55-55.

Der Schiffbruch des „Tayleur" am 21. Januar 1854, wobei

300 Menschen das Leben verloren, machte in England grofses Aufsehen insbesondere deshalb, weil an diesem furchtbaren Unglücke nichts anderes Schuld war als die Unrichtigkeit des Compasses. Beim Absegeln aus Liverpool war der Einflufs des Schiffseisens nach Airy's Methode durch zwei Magnetstäbe neutralisirt worden. Diese Methode erklärt Hr. Scoresby für völlig ungenügend. Er theilt den Magnetismus des Schiffseisens in drei Kategorieen: 1) permanenter Magnetismus, 2) inducirter Magnetismus, 3) Retentivmagnetismus. Durch letztere (wohl nicht glücklich gewählte) Benennung bezeichnet Hr. Scoresby denjenigen Magnetismus, den das Eisen durch Schlagen, Stofsen, heftige Erschütterung annimmt und so lange permanent erhält, bis durch eine ähnliche Ursache wieder eine Aenderung bewirkt wird. Die Eintheilung ist unlogisch und mufs dahin abgeändert werden, dafs es nur inducirten und permanenten Magnetismus giebt, letzterer aber auf vielerlei Art hervorgerufen wird und durch vielerlei Veranlassungen eine mehr oder minder beträchtliche Aenderung erhalten kann. Die Thatsachen übrigens sowohl als die Ansichten, die Hr. Scoresby über die Neutralisirung des Einflusses des Schiffseisens beibringt, sind vollkommen begründet. Hiermit glauben wir von dem Inhalte der ersten zwei Aufsätze, die eben so wenig als die meisten anderen Arbeiten desselben Verfassers sich durch Kürze, Klarheit und Präcision auszeichnen, eine hinreichende Vorstellung gegeben zu haben, und halten es für unnöthig mehr ins Detail einzugehen, besonders da Hr. Scoresby ein neues Mittel zur Abhülfe der bestehenden Uebelstände nicht in Vorschlag bringt (vergl. die früheren Untersuchungen des Hrn. Scoresby über diesen Gegenstand Berl. Ber. 1853. p. 633).

Hr. Towson erklärt sich im letzten Aufsatze ganz mit Herrn Scoresby hinsichtlich der Eintheilung des Magnetismus einverstanden, und will nur zur Ergänzung beifügen, dafs der Retentivmagnetismus hauptsächlich durch die Biegung, welche das Schiff seiner Länge nach bei Wendungen oder stürmischer Witterung zu erhalten pflegt, hervorgerufen wird. Jede in einem Hafen vorgenommene Bestimmung des Compafsfehlers werde hierdurch illusorisch gemacht.

Auch Hr. Towson erklärt die Correctionsmethode von Airy mittelst permanenter Magnete für unzureichend. *La.*

K. Kreil. Resultate aus den magnetischen Beobachtungen zu Prag. Wien. Ber. XII. 847-861; Wien. Denkschr. VIII. 1. p. 89-132.

Hr. Kreil hat sich die Aufgabe gestellt, aus den Prager Declinations- und Horizontalintensitätsbeobachtungen von 1840 bis 1849 die periodischen Aenderungen des Erdmagnetismus abzuleiten. Bei dem Erdmagnetismus kommen folgende Perioden vor:

tägliche Periode,
jährliche Periode,
zehnjährige Periode,
Säcularperiode.

Rücksichtlich der letzteren Periode kann aus einer Beobachtungsreihe, die bloſs ein Decennium umfaſst, wenig ermittelt werden; deshalb hat sie Hr. Kreil nicht berührt.

Die Untersuchung der übrigen Perioden ist in der Weise geführt worden, daſs sie durch die bekannten Reihen von Sinussen und Cosinussen dargestellt, und aus diesen die Gröſse der Bewegung und die Wendepunkte abgeleitet wurden. Endlich ist auch die Frage beantwortet, ob ein Zusammenhang mit der Heiterkeit des Himmels, wie Kämtz und Schübler angenommen haben, aus den Beobachtungen hervorgehe.

Aus der mit groſser Sorgfalt und nach consequenter Methode durchgeführten Untersuchung wollen wir nur ein paar Einzelnheiten hervorheben. Ueber die jährliche Periode sind verschiedene Forscher zu entgegengesetzten Resultaten gelangt, indem die einen das Vorhandensein einer solchen Periode in Abrede gestellt, die anderen einen mehr oder minder beträchtlichen Werth dafür gefunden haben (siehe Berl. Ber. 1849. p. 361). Die von Hrn. Kreil erhaltenen Zahlen zeigen die Existenz einer Periode, jedoch von nicht beträchtlicher Gröſse, an; zugleich wird aber nachgewiesen, daſs die Säcularabnahme durch die störenden Kräfte verstärkt wird, also in denjenigen Monaten am gröſsten ist, wo die Störungen besonders hervortreten. Dadurch ist ein weiterer Beleg geliefert zu dem wichtigen Satze: „daſs die Störungen überall die Tendenz haben, die ge-

wöhnlichen magnetischen Bewegungen zu vergröfsern."

Hinsichtlich des Zusammenhanges mit der Heiterkeit des Himmels kommt Hr. Kreil zu dem Schlusse: „dafs man der Heiterkeit keinen andern Einflufs auf die Aenderung der magnetischen Kraft zuschreiben darf als einen solchen, den sie entweder durch eine von ihr abhängige Erwärmung oder Abkühlung der Erdrinde, oder in Folge einer jährlichen Gleichung hervorbringt, welcher sie ebenso wie die magnetischen Elemente unterworfen ist." In gleicher Weise findet er, dafs der aus früheren Untersuchungen sich ergebende Einflufs der Winde nur als scheinbar zu betrachten ist und durch die neueren und genaueren Beobachtungen nicht bestätigt wird. *Lu.*

Mahmoud. Observations et recherches sur l'intensité magnétique et sur ses variations pendant une période de 25 ans, de 1829 à 1854. Bull. d. Brux. XXI. 2. p. 562-582 (Cl. d. sc. 1854. p. 434-454); Inst. 1855. p. 61-68.

Hr. Mahmoud, Astronom des Vicekönigs von Aegypten, unternahm im Jahre 1854 von Brüssel aus eine magnetische Expedition, die sich zuerst nach Norden bis Kiel, von da über Berlin und Prag bis nach Wien, dann zurück wieder über Prag, Gotha, Bonn bis nach Ostende erstreckt hat. Seine für 29 Beobachtungsstationen bestimmten Werthe der Horizontalintensität bilden einen sehr schätzbaren Beitrag zur Kenntnifs des Erdmagnetismus; aus diesem Grunde scheint es um so zweckmäfsiger die vorliegende Arbeit einer strengern Beurtheilung zu unterwerfen. Sie zerfällt in zwei Theile, wovon der erste die relativen Messungen (mit einem Hansteen'schen Schwingungsapparat ausgeführt), der zweite die absoluten Messungen (mit einem Weber'schen Apparate ausgeführt) umfafst.

Bei den relativen Messungen sind zwei Nadeln gebraucht worden; die Differenzen zwischen den Resultaten, welche sie für denselben Ort liefern, gehen im Maximum bis 0,0067 absolute Einheiten. Da jedoch die Beobachtungen bisweilen drei Tage

umfassen, und weder Tag noch Stunde angegeben ist, wann mit jedem Magnet beobachtet wurde, so möchte ein beträchtlicher Theil der Differenzen den stattgehabten Variationen der magnetischen Kraft selbst zuzuschreiben sein. Daſs übrigens die genaue Zeitbestimmung den einzelnen Messungen nicht beigefügt worden ist, und somit eine schärfere Reduction unmöglich gemacht wird, glauben wir als einen wesentlichen Uebelstand bezeichnen zu müssen.

Was die Sicherheit relativer Bestimmungen überhaupt am meisten beeinträchtigt, ist die Veränderlichkeit des magnetischen Moments der angewendeten Stäbe. Nicht bloſs neue Magnete verlieren allmälig an Kraft; selbst nach vieljährigem Gebrauche kommt noch besonders in der warmen Jahreszeit ein Kraftverlust vor, nicht zu gedenken der Aenderungen, die durch Induction genäherter magnetischer Körper eintreten, und die um so leichter vor sich gehen, je schwächer der Magnet geworden ist. Hr. MAHMOUD hat nun die Aenderungen der Magnete dadurch zu bestimmen gesucht, daſs er, nachdem er ungefähr die Hälfte der Reise vollendet hatte, auf die erste Station — Kassel — wieder zurückkam, und die Intensität neuerdings bestimmte. Da er hierbei fast genau dieselben Zahlen wie am Anfange fand, so schloſs er, daſs der Magnetismus der Nadeln unverändert geblieben war. Allerdings giebt dies eine Controlle für die erste Hälfte der Reise; Hr. MAHMOUD hat aber ohne Weiteres geschlossen, daſs die Magnete während der ganzen Reise unverändert geblieben seien. Die Vergleichung seiner Resultate mit denen anderer Beobachter zeigt indessen sogleich, daſs ein beträchtlicher Verlust an Magnetismus gegen das Ende der Reise vorgekommen sein muſs. Ich halte es für wahrscheinlich, daſs die Abnahme am 23. September in Coblenz angefangen hat, und daſs von diesem Tage an bei den Resultaten eine tägliche Abnahme von 0,0005 (absolute Einheiten) in Rechnung gebracht werden muſs.

Die im zweiten Theile behandelten absoluten Messungen beruhen auf Schwingungen und Ablenkungen, letztere mittelst einer Bussole beobachtet.

Die Beobachtung einer Bussole läſst beträchtliche Ablesungs-

fehler zu, und somit hätte man sich nicht darüber zu verwundern, wenn gröfsere Abweichungen zwischen den einzelnen an demselben Orte erhaltenen Resultaten vorkämen. In der That kommen aber gröfsere Abweichungen nirgends vor; es wird kaum eine andere Reihe von Reisebeobachtungen aufzuweisen sein, wo eine so befriedigende Uebereinstimmung vorhanden wäre. *La.*

J. Lamont. Magnetische Ortsbestimmungen, ausgeführt an verschiedenen Punkten des Königreichs Bayern und an einigen auswärtigen Stationen. I. Theil. p. 1-200, p. I-CCCC. München 1854.

— — Magnetische Karten von Deutschland und Bayern. p. 1-16, Karte I-VI. München 1854.

— — Magnetische Beobachtungen. Jahresber. d. Münchn. Sternw. 1854. p. 9-15.

— — Magnetische Beobachtungen während der Jahre 1852 bis 1854. Ann. d. Münchn. Sternw. (2) VII. 1-74, 295-332.

Im Jahre 1849 fing ich während der Herbstferien an, mittelst eines magnetischen Theodoliten die Declination, Horizontalintensität und Inclination an verschiedenen Punkten Bayerns zu messen. In den folgenden Jahren wurden die Herbstferien zu gleichem Zwecke benutzt, und auf solche Weise hatte ich bis 1852 an 120 Punkten in Bayern und den angränzenden Staaten die magnetischen Constanten bestimmt. Im Jahre 1853 begab ich mich in den Herbstferien nach Berlin, Wien und Paris (wie früher schon nach Brüssel und London), um mit meinen Instrumenten daselbst Messungen vorzunehmen, und einen Anschlufs an auswärtige Arbeiten zu bewerkstelligen. Die Gesammtheit der so gewonnenen Resultate bildet den Inhalt der „Magnetischen Ortsbestimmungen."

Rücksichtlich der bei dieser Arbeit befolgten Methode möchten folgende Punkte zu erwähnen sein. Die Beobachtungen wurden fast durchgängig auf Feldern, Wiesen oder Anhöhen in beträchtlicher Entfernung von Gebäuden und andern Störungsursachen vorgenommen, und zwar für jeden Beobachtungsort an

zwei oder mehreren nicht weit von einander gelegenen Aufstellungspunkten. Jeder Aufstellungspunkt wurde genau bezüglich der in der Nähe befindlichen Kirchen, Häuser, Wege durch Anmessungen bestimmt, und in einer kleinen Karte so eingezeichnet, dafs ein künftiger Beobachter keine Schwierigkeit haben wird den identischen Punkt wieder aufzufinden. Die Messungen selbst sind mit wenigen Ausnahmen nur als relative eingerichtet und berechnet worden. Die einzelnen Excursionen dauerten selten über drei Wochen, und in dieser Zeit zeigten sich die Aenderungen, wenn solche vorkamen, so geringfügig, dafs sie der Zeit proportional angenommen werden konnten. Auf solche Weise war es möglich genaue Bestimmungen in der Hälfte der Zeit herzustellen, die zu absoluten Messungen erforderlich gewesen wäre. Es sind übrigens mehrfache Controllen angewendet, und an sehr entfernten Punkten auch absolute Messungen gemacht worden.

Bei der grofsen Menge der Beobachtungspunkte und der Verschiedenartigkeit der Localitäten stand zu erwarten, dafs in der graphischen Darstellung der Beobachtungen auf Karten vielerlei Unregelmäfsigkeiten und Sprünge hervortreten würden. Der Erfolg hat ein etwas verschiedenes Resultat geliefert. Die vorkommenden Störungen sind nur in ganz wenigen Fällen einem einzigen Orte eigen, sondern dehnen sich in der Regel über beträchtliche Landstriche aus.

Was die Höhe über der Meeresfläche betrifft, so scheint sie keinen Einflufs auf den Magnetismus zu haben.

Die magnetischen Karten von Deutschland und Bayern sind entworfen vorzugsweise nach den in den „magnetischen Ortsbestimmungen" enthaltenen Messungen; es sind aber auch die sehr zahlreichen Beobachtungen von Kreil in Oesterreich, sowie die sämmtlichen sonst vorhandenen und brauchbaren Bestimmungen benutzt worden. Die Zahl der Karten beträgt im Ganzen sechs; drei davon stellen den Verlauf der magnetischen Curven (Declination, Horizontalintensität, Inclination) auf der Oberfläche Deutschlands dar, die drei übrigen geben die analogen Darstellungen für Bayern insbesondere, in gröfserm Maafsstabe.

An diese Arbeiten schliefst sich der Bericht an, den ich am 9. December 1854 in einer Sitzung der Akademie vortrug. Speciell sind darin die Krümmungen hervorgehoben, welche man an den magnetischen Curven in einzelnen Gegenden bemerkt, und die sämmtlich eine gewisse Aehnlichkeit mit einander zeigen. Aus der Form der Krümmungen schlofs ich, dafs sie durch Erhöhungen des Erdkerns, der als compact und magnetisch anzunehmen sei, hervorgebracht werden; zugleich folgerte ich, dafs, da dem Erdkern eine ziemlich hohe Temperatur zugeschrieben werden mufs, eine Erhöhung des Erdkerns auf der Oberfläche sich durch die Temperaturphänomene offenbaren werde. Dafs letzteres auch in den Störungsgegenden der Fall sei, dafür habe ich bestimmte Andeutungen angeführt. Die Annahme eines compacten magnetischen Erdkerns mit Erhöhungen und Vertiefungen glaube ich demnach als eine Untersuchungshypothese betrachten zu dürfen, die vorläufig geeignet ist, verschiedene Erscheinungen in einfachen Zusammenhang zu bringen, und deren weitere Ausbildung oder Modificirung erst von künftigen Untersuchungen zu erwarten ist. Dem Umstande, dafs die Hypothese mit den gewöhnlichen geologischen Voraussetzungen über die Dichtigkeit und Temperatur im Innern der Erde nicht übereinstimmt, lege ich wenig Gewicht bei. Astronomische und physikalische Untersuchungen haben erwiesen, dafs im Innern der Erde eine gröfsere Dichtigkeit und eine höhere Temperatur ist als auf der Oberfläche; für gleichmäfsige oder beständige Zunahme bis zu dem Mittelpunkt hin spricht kein constatirtes Ergebnifs der Forschung. *La.*

A. Erman. Magnetische Beobachtungen in Spanien und Frankreich. Astr. Nachr. XXXIX. 23-32, 55-60; Bull. d. Brux. XXII. 1. p. 369-370; Inst. 1855. p. 243-243.

Hr. Erman hat im Sommer und Herbste des Jahres 1853 eine Reise über Frankreich nach Spanien unternommen, um die magnetischen Constanten an verschiedenen Punkten zu bestimmen. Mit Ausnahme von Paris sind blofs Küstenpunkte zu den

Beobachtungen gewählt worden, und zwar drei Punkte, Carthagena, Malaga, San Fernando an der Süd-, und einer, Santander, an der Nordküste von Spanien, dann ein Punkt, Marseille, an der Süd-, und einer, Nantes, an der Westküste von Frankreich. Die Beobachtungen umfassen Declination, Intensität, Inclination. Da überall nur eine Messung gemacht worden ist, so haben wir kein Mittel über die Sicherheit der Resultate ein Urtheil zu fällen. Versucht man es, mittelst der gegebenen Zahlen den Verlauf der magnetischen Curven auf einer Landkarte zu verzeichnen, so stöfst man auf zwei Bestimmungen, die mit den übrigen kaum vereinbar sind. Die Inclination von Carthagena, verglichen mit jener von Malaga und San Fernando, ist nahe um einen Grad zu klein. Wollte man eine locale Störung annehmen, so müfste dieselbe Störung auch bei der Intensität sich zeigen; denn die Aenderungen der Intensität und Inclination stehen immer in innigem Zusammenhang mit einander. Zuletzt wird sich vielleicht herausstellen, dafs blofs ein Schreibfehler zu Grunde liegt, und die Inclination in Carthagena 58° 55,74′ heifsen mufs. Ein ähnlicher Fall kommt vor bei der Intensität von Nantes, die wahrscheinlich um 0,0600 (vielleicht nur in Folge eines Schreibfehlers) zu grofs ist. Die Arbeit im Ganzen ist um so werthvoller, als sie die einzigen brauchbaren Anhaltspunkte darbietet, um die Vertheilung des Magnetismus im südwestlichen Europa zu verfolgen. *La.*

F. Arago. Magnétisme terrestre. Oeuvres de F. Arago, Notes scientifiques I. 459-544; Edinb. J. (2) III. 153-154.

Hr. Arago stellt in diesem Aufsatze eine Anzahl von Versuchen dar, welche er seit 1824 vorgenommen hatte, um theils die absoluten Werthe, theils die Variationen der magnetischen Constanten zu bestimmen, und erwähnt zugleich einzelne von anderen Beobachtern erhaltene Resultate. In beiden Beziehungen ist der Aufsatz sehr unvollständig geblieben, indem einestheils die gegebenen Zahlenwerthe der eigenen Beobachtungen Hrn. Arago's (aus seinen Manuscripten von Barral abgeleitet) manche Unsicherheit enthalten, anderntheils aber die angeführten

fremden Resultate keinen richtigen Begriff von dem Erfolge der magnetischen Forschungen in neuerer Zeit zu geben geeignet sind.

Die wahren Verehrer der grofsen Verdienste Hrn. ARAGO's werden es mit Recht bedauern, dafs BARRAL, dem die Herausgabe der hinterlassenen Schriften jenes berühmten Gelehrten oblag, für zweckmäfsig gehalten hat, eine Notiz zu veröffentlichen, woraus man, so wie sie jetzt dasteht, den Schlufs zu ziehen berechtigt wäre, dafs dem Verfasser fast alle seit mehr als 20 Jahren ausgeführten wichtigen Arbeiten im Fache des Erdmagnetismus gänzlich unbekannt geblieben sind.

In der deutschen Ausgabe von Hrn. ARAGO's Werken hat der Uebersetzer, Hr. HANKEL, eine längere „Bemerkung" beigefügt, worin er die Unvollkommenheiten dieses Aufsatzes aus einander setzt. *La.*

Fernere Literatur.

COLLA. Perturbation magnétique extraordinaire. Cosmos IV. 87-87; Bull. d. Brux. XXI. 1. p. 3-3 (Cl. d. sc. 1854. p. 3-3); Inst. 1854. p. 199-199.

A. RESLHUBER. Ueber das magnetische Observatorium in Kremsmünster und die aus den Beobachtungen bis zum Schlusse des Jahres 1850 gewonnenen Resultate. Wien. Denkschr. VI. 2. p. 1-56.

J. NICKLÈS. Views of the origin of terrestrial magnetism. SILLIMAN J. (2) XVII. 116-118.

E. SABINE. On some conclusions derived from the observations of the magnetic declination at the observatory of St. Helena. Phil. Mag. (4) VIII. 139-151; Proc. of Roy. Soc. VII. 67-82; Inst. 1854. p. 388-392.

C. HANSTEEN. Sur l'inclinaison magnétique à Bruxelles. Bull. d. Brux. XXI. 1. p. 304-305 (Cl. d. sciences 1854. p. 136-137); Cosmos V. 4-4.

— — Ueber die säculare Aenderung des Erdmagnetismus. Bull. d. St. Pét. XII. 246-261, 333-333; Inst. 1854. p. 354-354.

A. KUPFFER. Zusätze zu obiger Abhandlung. Bull. d. St. Pét. XII. 261-270.

W. Weber. Bestimmung der rechtwinkeligen Componenten der erdmagnetischen Kraft in Göttingen in dem Zeitraume von 1834 bis 1853. Götting. Nachr. 1854. p. 217-226; Götting. Abh. VI. 2. p. 1-46.

Indications of magnetometers at the Royal observatory, Greenwich, in 1852. Greenwich Obs. 1852. p. (III)-(CXXX).

J. Ross. On the errors which may be occasioned by disregarding the influence of solar or artificial light on magnets. Athen. 1854. p. 1238-1238; Mech. Mag. LXI. 321-321.

G. B. Airy. Correction of the compass in iron ships. Athen. 1854. p. 1303-1305; Cosmos V. 579-583.

W. Scoresby. On the correction of the compass in iron ships by magnets. Athen. 1854. p. 1494-1495, p. 1526-1528.

J. Lilley. Improvements in mariners' compasses. Mech. Mag. LX. 303-303.

J. C. F. v. Kleinsorgen. Ueber einen Compafs zur Bestimmung der Abweichung der Magnetnadel. Polyt. C. Bl. 1854. p. 1183-1184; London J. 1854 Jan. p. 10.

---

45. Meteorologie.

A. Mechanische Hülfsmittel für die Meteorologie (Instrumente).

Walferdin. Sur l'emploi du thermomètre métastatique à mercure comme thermomètre à maximum. C. R. XXXVIII. 770-772†; Inst. 1854. p. 143-144*.

Hr. Walferdin erörtert in der vorliegenden Abhandlung die Wichtigkeit seiner metastatischen Thermometer [1]) für die Anwendung. Ein einziges Instrument dieser Art könne wegen seiner

[1]) Eine Beschreibung der Walferdin'schen Thermometer überhaupt, sowie der vom Verfässer mit dem Namen metastatischen bezeichneten, befindet sich in Pogg. Ann. LVII. 541-553†.

eigenthümlichen Einrichtung ein ganzes Thermometerspiel ersetzen, wenn man unter verschiedenen Umständen seine Angaben mit denen von mehreren Normalthermometern vergleicht, die für bestimmte und bekannte Temperaturintervalle brauchbar sind, und durch solche Vergleichungen sich Tafeln verschafft, die über die Bedeutung der Angaben des metastatischen Thermometers den gehörigen Aufschlufs ertheilen. Auf diese Weise könne man mit einem einzigen solchen Instrumente jede beliebige Temperatur angeben, welche innerhalb der Gränzen liegt, für welche das Quecksilber als Thermometersubstanz noch brauchbar ist. Aufserdem seien die Angaben des metastatischen Thermometers richtiger als jene der gewöhnlichen Instrumente, weil sein Maafsstab auf der Röhre selbst sich befindet, und Volumentheile der letzteren angiebt, und seine Empfindlichkeit sei schon deshalb aufserordentlich grofs, weil man zur Anfertigung desselben einer Capillarröhre sich bedient. Aus diesem Grunde eigne es sich nicht blofs für meteorologische, sondern auch insbesondere für physiologische Zwecke. Bringt man ein metastatisches Quecksilberthermometer an einem Gestelle so an, dafs es in horizontale Lage versetzt werden kann, so läfst sich dasselbe leicht als Maximumthermometer benutzen, weil hier (doch wohl auch bei verticaler Stellung des Instrumentes) das Quecksilbersäulchen, das von der Hauptsäule beim Gebrauche des Thermometers abgerissen wird, als Index zur Angabe des Maximums der stattgehabten Temperatur dienen kann. Der Verfasser bemerkt, dafs zur Behauptung dieser Thatsachen seine mehr als zehnjährigen Erfahrungen ihn berechtigen, und dafs unter anderem das genannte Instrument für physiologische Untersuchungen seine grofse Zweckmäfsigkeit schon bewährt habe.

So sinnreich die Einrichtung der metastatischen Thermometer des Hrn. Walferdin auch ist, so werden solche Instrumente aus mehreren Gründen in der Anwendung doch auf Schwierigkeiten führen, die ihre Verbreitung theilweise in Frage stellen könnten. Wir machen nur auf die Verfahrungsweise und die Umstände aufmerksam, welche in Rücksicht kommen müssen, wenn man richtige Tabellen anfertigen will, die für den Gebrauch der Instrumente solcher Art unumgänglich nothwendig sind, und be-

merken aufserdem noch, dafs durch die in der Thermometerröhre eingeschlossene Luftsäule in der Beschaffenheit des Quecksilbers nach längerer oder kürzerer Zeit Aenderungen hervorgebracht werden können, die die Empfindlichkeit und die Richtigkeit der Angaben des metastatischen Thermometers beeinträchtigen müssen. *Ku.*

L. G. Treviranus. Ueber die Füllung der Barometerröhren mit Quecksilber, die Reinigung des Quecksilbers und einen zum Auskochen desselben im Rohr dienlichen Apparat. Dingler J. CXXXII. 187-198†; Polyt. C. Bl. 1854. p. 225-230*.

Die vom Hrn. Treviranus angewandte Methode zum Auskochen von Barometern unterscheidet sich im Allgemeinen dadurch von der gewöhnlichen Verfahrungsweise, dafs bei derselben statt des Kohlenfeuers die Flamme einer Weingeistlampe mit doppeltem Luftzuge angewendet, und das Barometer nicht in geneigter, sondern in verticaler Lage und zwar in einem eigens für den Auskochezweck eingerichteten Apparate hängend über der Flamme der Weingeistlampe so angebracht wird, dafs es mittelst einer eigenen Vorrichtung während des Auskochens vertical auf- und abwärts geschoben werden kann. Auf diese Weise glaubt Hr. Treviranus das Auskochen erklecklicher vornehmen zu können, als dies beim gewöhnlichen Verfahren der Glasbläser möglich ist.

Zum Reinigen des Quecksilbers reiche es nach Hrn. Treviranus aus, wenn man dasselbe mit wenig und sehr verdünnter Salpetersäure kocht, und ein sehr sicheres Mittel zur Beurtheilung der Reinheit des Quecksilbers sei die Vergleichung seines specifischen Gewichts mit dem des chemisch reinen. *Ku.*

K. Kreil. Ueber ein neues Reisebarometer. Wien. Ber. XIV. 397-398†; Z. S. f. Naturw. V. 223-223*.

Die Einrichtung des vom Hrn. Kreil vorgeschlagenen Reisebarometers ist im Allgemeinen von der eines Fortin'schen Gefäfsbarometers nicht verschieden; im Einzelnen aber unterscheidet

es sich von diesem vor allem durch eine viel kürzere Barometerröhre; letztere ist hier nur 14 Zoll lang, sie kann aber nach Umständen, und wenn man auf eine gröſsere Genauigkeit der Angaben des Instrumentes verzichten will, auch noch kürzer genommen werden. Ferner sind am Deckel des aus einem sorgfältig ausgeschliffenen Glascylinder bestehenden Gefäſses zwei in das letztere einmündende Spitzen (*M* und *N*) so angebracht, daſs bei verticaler Stellung des Barometers die obere Grundfläche des Gefäſses und die durch beide Spitzen gedachten Horizontalebenen gleich weit von einander abstehen, und bei richtiger Anordnung des cylindrischen Gefäſses also auch gleiche Räume begränzen müssen, wenn das Barometer brauchbar sein soll, und wobei die untere Spitze zugleich den Nullpunkt der Barometerscala bildet. Der Deckel des Gefäſses enthält eine luftdicht verschlieſsbare Oeffnung (*L*), und der Boden kann durch eine Schraube luftdicht, und senkrecht gegen die Gefäſsaxe bleibend, verschoben werden. — Beim Gebrauche des Instrumentes hängt man dasselbe vertical, macht die Oeffnung *L* frei, und versetzt die Quecksilberoberfläche des Gefäſses auf die obere Spitze *M*; hierauf verschlieſst man *L* luftdicht, und schraubt den Gefäſsboden so weit herab, bis die Oberfläche des Quecksilbers mit *N* coincidirt; so wird jetzt die Oberfläche des Quecksilbers im Barometer einen Stand angeben, der, nach dem Mariotte'schen Gesetze, der Hälfte des an einem Torricelli'schen Barometer angezeigten gleich sein muſs. Würde man die untere Spitze aber so anbringen, daſs der Gefäſsraum zwischen ihr und dem Deckel des Gefäſses das Dreifache von dem zwischen der Horizontalebene durch *M* und dem Deckel befindlichen wäre, so könnte das Barometer viel kürzer sein, und der durch ein solches Barometer angezeigte Stand würde dem dritten Theile der Angabe eines gewöhnlichen Barometers entsprechen.

Welchen Einfluſs die Temperatur der im Barometergefäſse abgeschlossenen Luft, ferner die Unsicherheiten des Einstellens der Quecksilberoberfläche auf zwei verschiedene Spitzen, die Feuchtigkeit der Luft im Gefäſse etc. auf die Angaben dieses neuen Barometers haben, ist zwar in der vorliegenden Abhandlung nicht erörtert; es wird aber wohl der längere Gebrauch eines

solchen Instrumentes über diese Umstände Aufschlufs geben können. Uebrigens hat Hr. Kreil dieses Barometer, wie aus seiner Beschreibung hervorleuchtet, nicht zum Zwecke genauer barometrischen Untersuchungen bestimmt, und es würde sich daher darum handeln, die Gränzen der Genauigkeit seiner Angaben, welche es überhaupt zuläfst, näher zu kennen. *Ku.*

W. Roxburgh. On the Cartesian barometer. Phil. Mag. (4) VII. 410-411†; Mech. Mag. LXI. 34-35†.

Der Verfasser stellte mit dem bekannten Descartes'schen Barometer genauere Untersuchungen an, und will dabei gefunden haben, dafs die Brauchbarkeit dieses Instrumentes nur deshalb in Zweifel gestellt werden müsse, weil die oberhalb des Quecksilbers befindliche Flüssigkeit gewöhnlich lufthaltig sei. Eine Auflösung von salzsaurem Kalke über der Quecksilbersäule angebracht, soll ein vollkommenes Luftleermachen gestatten. Ein von ihm auf solche Weise angefertigtes Descartes'sches Barometer soll im Verlaufe von 2¼ Jahren nur eine Depression der Quecksilbersäule von 0,03 engl. Zollen bewirkt haben. Dieses Barometer sei aufserdem so empfindlich, dafs alle während der kurzen Zeitdauer von 5 bis 7 Secunden eintretenden Aenderungen des Luftdruckes von demselben regelmäfsig angezeigt, und dafs z. B. während eines Sturmes, eines Regens etc. Oscillationen wahrgenommen werden, die ein gewöhnliches Barometer nie empfindet. Dieser grofsen Empfindlichkeit wegen empfiehlt daher der Verfasser dieses Instrument für meteorologische Beobachtungen.

Da aber, wenn es sich nur um eine so grofse Empfindlichkeit eines Barometers handeln würde, das Huygens'sche Doppelbarometer dem von Hrn. Roxburgh verbesserten Cartesischen Barometer immer noch vorzuziehen wäre, da ferner der Verfasser auf die Correctionen keine Rücksicht nimmt, und überhaupt die Mittel nicht näher bezeichnet, durch welche man mittelst seines Instrumentes die absolute Gröfse des Luftdruckes bestimmen kann, so ist der Grad der Vollkommenheit dieses Barometers

noch sehr in Frage gestellt, und dasselbe dürfte daher vorläufig nichts anderes als ein empfindliches Baroskop sei. *Ku.*

Merryweather. Sangsues baromètres. Cosmos V. 117-117†.

Hr. Merryweather will die bekannte Eigenschaft der Blutegel, vermöge welcher sie in der Regel vor dem Eintritte einer Witterungsänderung bedeutende Unruhe in dem Wassergefäfse, in welchem sie aufbewahrt werden, zeigen, lediglich durch eine Abnahme des Luftdruckes erklären (!), und construirte daher einen eigenen Apparat, durch welchen man alle Bewegungen eines Blutegels in seinem Wasserbade mittelst Glockenzeichen erkennen kann. Diesen Apparat nennt der berühmte Physiolog ein „Blutegelbarometer." *Ku.*

E. H. v. Baumhauer. Ueber ein neues Hygrometer. Pogg. Ann. XCIII. 345-348†; Inst. 1855. p. 244-244*; Z. S. f. Naturw. V. 47-48*.

Hr. v. Baumhauer theilt die Construction eines neuen Hygrometers mit, welches für meteorologische Zwecke benutzt werden und die hierfür in Gebrauch stehenden Instrumente ersetzen soll. Da von diesem Instrumente schon früher (Berl. Ber. 1850, 1851. p. 1093*) Erwähnung gemacht wurde, so haben wir hier nur eine kurze Beschreibung des vom Verfasser vorgeschlagenen Instrumentes zu machen. Die hygroskopische Substanz, welche entweder in Chlorcalcium, das von einem in Oel nicht angreifbaren Firnifs umgeben ist, oder in Schwefelsäurehydrat bestehen kann, befindet sich in einem auf Oel schwimmenden Aräometer, welches mit zwei offenen Röhren (*a* und *b*) versehen ist, von welchen die eine mit der äufseren Luft communicirt, die andere, die hygroskopische Substanz enthaltend, den Ausflufs der trockenen Luft gestattet; beide Röhren sind mit Glockenröhren luftdicht umgeben, welche den Ein- und Austritt der Luft zu vermitteln haben. Die Glasglocke der Röhre *b* steht mit einem constanten Aspirator (dessen Beschreibung in den „Scheikundige onderzoekingen van het Utrechtsch Laboratorium, Deel IV, Anno

1848" enthalten ist) in Verbindung, und die Gewichtszunahme der hygroskopischen Substanz, durch welche das Aräometer tiefer in das Oel einsinkt, verglichen mit der aspirirten Luftmenge, gestattet, den Wassergehalt der Luft in Procenten anzugeben. Zur Erhöhung der Empfindlichkeit des Apparates wurde das Aräometer mittelst eines knieförmig gebogenen Stabes an den kurzen Arm eines Hebels gehängt, dessen langer Arm an einem graduirten Kreisbogen die geringsten Aenderungen im Stande des Aräometers, und zwar so anzeigt, daſs man die Gewichtszunahme von einem Milligramm bequem ablesen kann. Die Regulirung des Zeigerhebels geschieht durch Beschweren des Aräometers mit Gewichten. Hr. v. Baumhauer bemerkt, daſs, wenn die Einstellung des Zeigers auf Null an jedem Tage geschieht, eine und dieselbe Quantität der hygroskopischen Substanz mehrere Tage lang verwendet werden kann, daſs man ferner den Apparat leicht in einen selbstregistrirenden verwandeln könne etc. Die wegen eintretender Temperaturänderungen während der Aspiration nothwendig werdenden Correctionen will der Verfasser durch einfache, ebenfalls in seiner Beschreibung angegebene Mittel zu vermeiden wissen.

Da aber die Anwendung des Apparates den Umstand voraussetzt, daſs die mit der äuſseren Luft in Verbindung stehende Röhre immer niederere Temperatur besitze als die Glockenröhren, welche mit dem ganzen Apparat im Beobachtungslocale sich befinden, und dieser Umstand kaum in allen Jahreszeiten in den meteorologischen Observatorien unserer Breiten eintreten dürfte, so möchte nicht bloſs jene Compensation der Temperaturänderungen nicht vollständig erreicht werden können, sondern auch die Anwendung des Apparates selbst nur eine beschränkte bleiben.

Kn.

A. Connell. On a new hygrometer or dew-point instrument. Phil. Mag. (4) VIII. 81-86†; Arch. d. sc. phys. XXVII. 134-136; Inst. 1855. p. 102-104†; Edinb. Trans. XXI. 15-25; Proc. of Edinb. Soc. III. 228-229.

Hr. Connell hat wesentliche Aenderungen mit dem Daniell'schen Schwefelätherhygrometer vorgenommen. Den Behälter der Flüssigkeit, der die Form eines Ballons hat, macht er aus dünnem, an seiner Aussenfläche gut polirtem Messingblech, und verbindet denselben einerseits durch ein an einer elfenbeinernen Fütterung befindliches Ventil mit dem Canal einer Verdünnungspumpe, andererseits mit einem Thermometer, das durch den luftdichten, an der Oeffnung der Flasche angebrachten Verschlufs geht, und mit der Oberfläche des Schwefeläthers in Berührung steht. Durch eine elfenbeinerne Fassung, welche den Canal der Luftpumpe mit ihrem Stiefel verbindet, ist der Wärmeübergang von der letzteren zum Schwefelläthergefäfse zum gröfsten Theile aufgehoben. Die Luftpumpe kann mittelst einer Schraube an einen Tisch oder ein Fensterbrett geklemmt werden, ohne dafs dabei die Drehung der Axe des Pumpenstiefels in einer Verticalebene gehindert ist.

Die Anfertigung und Behandlung des Apparates wird von Hrn. Connell ausreichend beschrieben, und dabei besonders hervorgehoben, dafs die Instandhaltung der Pumpe mit der gröfsten Sorgfalt zu geschehen habe, dafs aber ein und derselbe Schwefeläther, besonders im Winter, öfters sich anwenden läfst. Bei Vergleichung seines Instrumentes mit den Angaben eines gewöhnlichen Daniell'schen Hygrometers stimmten die Beobachtungen im Mittel bis auf 0,44° R. überein; um so viel war nämlich der Thaupunkt an letzterem Instrumente höher, als an jenem.

Da aber das Hygrometer des Hrn. Connell viel zu complicirt ist, um es bequem handhaben zu können, ferner zu seinem Gebrauche eigentlich zwei Personen erfordern würde, wenn seine Angaben brauchbar werden sollen — weil das gleichzeitige Auspumpen und Ablesen des Thaupunktes nicht angeht —, endlich seiner Zusammengesetztheit wegen manche Uebelstände mit sich führt, von denen das so einfache Daniell'sche Hygrometer frei ist, während es streng genommen die Mängel des letzteren nicht

ganz zu beseitigen fähig ist, so stellen wir die Zukunft dieses Instrumentes, wenn auch das Princip, welches den Verbesserungen zu Grunde liegt, sinnreich ist, einigermaßen in Frage. Uebrigens hätte der Verfasser jedenfalls die Angaben seines Instrumentes mit den auf anderen Wegen erhaltenen vergleichen sollen, um so die Güte seines Hygrometers prüfen zu können; denn wenn bloſs dargethan ist, daſs es mit dem DANIELL'schen Hygrometer ziemlich nahe übereinstimmt, so ist damit die Richtigkeit seiner Angaben noch nicht bewiesen. *Ku.*

Mlle. THOMÉ. Drosomètre ou mesureur de la rosée. Cosmos V. 116-117*; DINGLER J. CXXXIII. 312-312†.

So nennt Mlle. THOMÉ jedes Fleckchen eines wollenen Gewebes (Tuch, Flanell, Etamin etc.) oder auch ein Stück mit ihrer Wolle versehene und gehörig entfettete Lammshaut, das mit vier Stecknadeln über ein Brett ausgespannt ist, und welches durch Baumwollensammt ersetzt werden kann, wenn man nicht bloſs die Quantität des gefallenen Thaues, sondern auch seine chemische Zusammensetzung erkennen will. Durch Ermittelung der Gewichte dieses angeführten Drosometers vor und nach der Bethauung könne man die verlangten Resultate erhalten. Die hier angeführten Thausubstanzen sind aber eben so wenig wie das genannte Verfahren als neu zu betrachten. *Ku.*

WEBSTER. Anémomètre mécanique. Bull. d. l. Soc. d'enc. 1854. p. 586-586; Scient. Amer. 1854 May 13 p. 278; Polyt. C. Bl. 1855. p. 120-120†.

Das selbstschreibende Anemometer des Hrn. WEBSTER besteht aus einer gewöhnlichen Uhr, deren Gewicht an Leitrollen unmittelbar neben einem verticalen Cylinder niedersinkt, und mit einem horizontal angebrachten Bleistift versehen ist. Der Cylinder ist mit einem Papierblatte umwickelt, und auf diesem ist ein Netz aus Rechtecken, gebildet aus 32 verticalen und 24 horizontalen Linien. Indem nun die Axe des Cylinders mit der

einer Windfahne verbunden wird, ist derselbe gezwungen, an allen Bewegungen der letzteren Theil zu nehmen, während die Spitze des am Gewichte befindlichen Schreibstiftes die Windrichtungen innerhalb 24 Stunden aufschreibt. *Ku.*

G. Fagnoli. Dell' udometrografo. Memor. dell' Acc. di Bologna V. 445-461†.

Die überaus grofse Weitläufigkeit der vorliegenden Abhandlung läfst erkennen, dafs Hrn. Fagnoli die Verbesserungen und Fortschritte in der Anwendung selbstschreibender Instrumente, die ausgenommen, welche ihm im Jahre 1851 in London vor Augen gekommen, so ziemlich fremd geblieben sind.

Der von ihm erfundene selbstschreibende Regenmesser besteht aus drei Haupttheilen, nämlich aus einem gewöhnlichen Udometer, aus einem Schwimmer (Galleggiante) und einem mittelst eines Uhrwerkes zur Rotation gebrachten Cylinder (Cilindro orario). In den Recipienten gelangt durch eine calibrirte verticale Röhre, die mit dem Auffanggefäfse (einer trichter- oder cylinderförmigen Oeffnung mit kegelförmigem Ansatze) in Verbindung steht, das meteorische Wasser; oberhalb des letzteren, von welchem stets ein bestimmtes Quantum im Recipienten sein mufs, befindet sich ein Schwimmer, der in seiner Mitte mit einer Glasröhre versehen ist, die mittelst einer eigenen Vorrichtung in verticaler Lage erhalten wird und welche letztere auch die Vorrichtung für den Schreibstift enthält. Um den Cylinder ist ein Papierstreifen gelegt, auf welchem ein Netz verzeichnet ist, gebildet aus Verticalen, die um $\frac{1}{24}$ der Peripherie dieses Stundencylinders von einander abstehen, und aus horizontalen Linien, deren gegenseitige Entfernung $0{,}004^{m}$ ist, so dafs die Höhe eines Netztheiles gerade 1 Millim. betragen soll. Wird nun durch das Uhrwerk der Stundencylinder in Rotation versetzt, der Schreibstift auf die Nullseite desselben gebracht, so wird, während dieser Cylinder in 24 Stunden gerade eine Umdrehung macht, der durch das Ansteigen des Wassers bei einfallendem Regen gehobene Schwimmer den Schreibstift mit fortbewegen, und dieser giebt dann sowohl die Höhe, als auch die Zeit des Niederfallens des

meteorischen Wassers auf dem Stundencylinder an. Der Verfasser giebt weitläufige Vorschriften über die Zusammensetzung und den Gebrauch seines Apparates, will denselben für alle vorkommenden Fälle als genügend und ausreichend ansehen, giebt aber keine Erörterungen für seinen Gebrauch an solchen Orten, an welchen auch feste Niederschläge, und nicht blofs Regen, häufig vorkommen. *Ku.*

D. Brewster. Notice on barometrical, thermometrical and hygrometrical clocks. Phil. Mag. (4) VII. 358-358†.

In dieser Notiz hebt Hr. Brewster hervor, dafs er schon im Jahre 1810 oder 1811 in den Artikeln „Atmospherical clock and Barometer" (Edinb. Encycl. III. 57, 294) die Construction von barometrischen, thermometrischen und hygrometrischen Pendeln als registrirende Instrumente vorschlug, was Rankine in seiner über barometrische Pendel (Berl. Ber. 1853. p. 680) mitgetheilten Abhandlung unbeachtet liefs. Ferner bemerkt Herr Brewster, dafs Babbage ohne von seinen (Brewster's) Mittheilungen Kenntnifs gehabt zu haben, im Jahre 1820 eine barometrische Uhr (barometrical clock) construirte, und mit derselben Untersuchungen anstellte, die er damals der Royal Society zur Mittheilung brachte. *Ku.*

C. J. Recordon. Hints of the construction of a perpetual thermometer. Mech. Mag. LXI. 582-583†, 605-606†.

J. M. A perpetual thermometer. Mech. Mag. LXI. 613-614†.

C. J. Recordon. On thermographs. Mech. Mag. LXI. 632-633†.

Die vom Hrn. Recordon mitgetheilten Ideeen zur Construction eines registrirenden Thermometers sind schon deshalb ohne Bedeutung, weil sie zu erkennen geben, welch mangelhafte Vorstellung der Verfasser der vorliegenden Abhandlungen, von dem Zwecke und den Anforderungen besitzt, denen ein brauchbares Thermometer Genüge zu leisten hat. Durch das Schreiben eines Anonymus, des Hrn. J. M., der die Registrirung mittelst photographischen Papieres erdacht, und dieselbe schon im Jahre 1843 oder 1845 dem Lord Rosse mitgetheilt haben will, auf die photo-

graphische Registrirung, wie diese bei meteorologischen Apparaten in England schon seit längerer Zeit angewendet wird, aufmerksam gemacht, erkennt Hr. Recordon einzelne wesentliche Mängel seines vorgeschlagenen Apparates, und bringt daher statt des letzteren einen Thermographen zur Besprechung, dessen Einrichtung und Beschreibung wir ebenfalls hier übergehen dürfen.

Ku.

A. Bravais. Sur l'observation de la température de l'air. C. R. XXXVIII. 1077-1078†; Inst. 1854. p. 209-209†; Cosmos IV. 756-756; Pogg. Ann. XCIII. 160-160†; Z. S. f. Naturw. IV. 305-305; Arch. d. Pharm. (2) LXXXII. 71-71; Chem. C. Bl. 1855. p. 448-448.

Hr. Bravais bemerkt, dafs es vortheilhaft sein dürfte, für die Beobachtung der Lufttemperatur anstatt eines fix aufgestellten Thermometers sich eines rotirenden zu bedienen, das entweder mit der Hand mittelst einer Schnur von 4 bis 6 Decimeter Länge herumgeschleudert, oder mittelst eines eigenen Rotationsapparates in Drehung versetzt wird. Ein in rotirender Bewegung befindliches Thermometer ist nämlich gegen die Ausstrahlungen des Bodens und den Einflufs der Umgebung mehr geschützt als ein ruhendes. Durch die Beobachtungen, welche der Verfasser am Bord der Corvette „la Recherche" im Jahre 1836, dann zu „Bosekop" in Lappland im Jahre 1839, ferner 1842 und 1844 auf dem Gipfel des Faulhorns machte, hat er diese Ansicht bestätigt gefunden. Es zeigte sich zugleich, dafs die Angaben des rotirenden Thermometers am Tage geringer, bei Nacht aber gröfser waren als die des ruhenden, und dafs die Unterschiede besonders bei heiterem Himmel merklich sind. Die Wirkung der Reibung durch die rasche Bewegung des Thermometers in der Luft wurde vom Hrn. Bravais durch Anwendung eines metastatischen Thermometers, welches mittelst eines Arago'schen Rotationsapparates mit einer Geschwindigkeit von etwa 10 Meter per Secunde gedreht wurde, näher untersucht, und es ergab sich, dafs dieselbe nicht $\frac{1}{25}$° C. ausmacht, so dafs ihr Einflufs auf die Angaben des rotirenden Thermometers kaum in Anschlag zu bringen sein wird. *Ku.*

Fernere Literatur.

E. Liais. Baromètre électrique à maxima et à minima. Mém. d. l. Soc. d. Cherbourg II. 98-101.

— — Thermomètres électriques à mercure à maxima et à minima donnant l'heure des limites extrêmes. Mém. d. l. Soc. d. Cherbourg II. 101-101.

— — Psychromètre électrique à maxima et à minima. Mém. d. l. Soc. d. Cherbourg II. 101-102.

— — Température de l'air. Mém. d. l. Soc. d. Cherbourg II. 390-391.

B. Abhandlungen über Gegenstände der Meteorologie und meteorologische Beobachtungen. [1]

H. Schlagintweit. Bemerkungen über die Bestimmung des Tagesmittels aus den Temperaturextremen und der Wärme um 9 Uhr Morgens. Aus A. Schlagintweit und H. Schlagintweit, „Neue Untersuchungen über die physikalische Geographie und die Geologie der Alpen". Leipzig 1854; Pogg. Ann. XCII. 467-481†.

Hr. H. Schlagintweit stellte eine Untersuchung an in Bezug auf die Brauchbarkeit von Temperaturextremen zur Bestimmung der mittleren Tagestemperaturen. Obgleich durch Vereinigung der Temperaturbeobachtungen zu den Stunden 7^h Morgens, 2^h Abends und 9^h Abends, oder 7^h Morgens, 2^h Abends und 10^h Abends etc. das Tagesmittel der Temperatur ziemlich richtig erhalten wird, so hält es Hr. Schlagintweit doch für zweckmäfsig, statt der späten (?) Abendstunden entweder solche zu wählen, auf welche nahezu die Extreme fallen, oder aus den mittelst eines Thermometrographen angegebenen Temperaturextremen, ohne Berücksichtigung der Beobachtungsstunden, das Tagesmittel durch eine geeignete Formel zu berechnen. Der bekannte Ausdruck

$$T = m + v(M - m),$$

in welchem M und m respective das Maximum und Minimum der Temperatur, v aber ein constanter aus passenden und voll-

[1] Wenn eine besondere Bemerkung es nicht anders bestimmt, so sind die Temperaturangaben stets nach dem 80theiligen Thermometer bezeichnet.

ständigen Beobachtungsreihen abgeleiteter Coëfficient ist, giebt nach einigen vom Verfasser angegebenen Beispielen die Wintertemperatur zu niedrig, die vom Sommer zu hoch, und derselbe will daher durch Vereinigung der Temperaturextreme mit der Temperatur um 9^h Morgens ein dem wahren Mittel näher kommendes Resultat erhalten als durch den obigen Ausdruck. Das Temperaturgesetz für das Tagesmittel giebt Hr. Schlagintweit durch die Gleichung

$$T = xm + yM + z\,.\,\mathrm{IX}^h \text{ Morgens},$$

in welcher m und M die vorige Bedeutung haben, x, y und z aber constante Zahlen sein sollen. Aus den Beobachtungsreihen für Januar und Juli der Stationen Padua, Kremsmünster, Genf und St. Bernhard berechnet nun der Verfasser (ohne aber dabei angegeben zu haben, wie viele Jahrgänge hierzu benutzt wurden) unter Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate die Constanten, und findet

$$x = 0{,}498,\ y = 0{,}4427 \text{ und } z = 0{,}07.$$

Auf empirischem Wege fand aber der Verfasser, dafs es geeigneter sein dürfte, hierin

$$x = 0{,}5, \quad y = 0{,}4 \quad \text{und } z = 0{,}11$$

zu nehmen, so dafs also nach seinem Dafürhalten aus

$$T = 0{,}5m + 0{,}4M + 0{,}11\,.\,\mathrm{IX}^h \text{ Morgens}$$

das Tagesmittel genauer erhalten werden könne als aus den bisherigen Bestimmungen.

Eine Vergleichung der in den beigegebenen fünf Tabellen enthaltenen Correctionen verschiedener Stundencombinationen zeigt aber, dafs die durch diese neue Formel erhaltene Annäherung um nicht viel gröfser ist als die durch das arithmetische Mittel der beiden täglichen Temperaturextreme erhaltene. Man wird nach unserm Dafürhalten aus einigen wenigen Beobachtungsstunden die mittlere Tagestemperatur in keiner anderen Weise, als die bisherigen Erfahrungen es gezeigt haben, erhalten können; dadurch nämlich, dafs man jene Stunden auswählt, an welchen ziemlich nahe die mittlere Tagestemperatur eintritt, und das Mittel der erhaltenen Beobachtungen mittelst constanter Zahlen verbessert, die man aus langjährigen Beobachtungsreihen berechnen

kann, und die sich von Monat zu Monat so ändern können, dafs sie den Anforderungen gehörig entsprechen. *Ku.*

Walter. Die Temperaturverhältnisse des östlichen Asiens, bedingt durch die daselbst herrschenden Winde. Gumprecht Z. S. III. 384-392†.

Bekanntlich sind die Orte unter gleichen Breitegraden in Bezug auf ihre Temperaturverhältnisse sehr von einander verschieden, und es kommt im Allgemeinen den Ostküsten der grofsen Ländermassen eine weit niedere, den westlich der grofsen Wasserstrecken gelegenen Ländern eine etwas höhere Temperatur zu, als die normale Temperatur des entsprechenden Parallelkreises betragen sollte. Das westliche Europa hat dem Einflusse des aus den tropischen Gegenden des atlantischen Oceans kommenden Golfstromes einen Theil seines Ueberschusses an Wärme zu verdanken, und in Bezug auf die genannte Thatsache hat Dove entschieden, dafs die Meeresströmungen, die Winde, insbesondere aber die ungleiche Vertheilung des Festen und Flüssigen jene Erscheinungen bedingen. Es kann daher keinem Zweifel unterliegen, dafs diese Erscheinung im östlichen Asien durch ähnliche Einflüsse hervorgebracht wird. Um hiervon sich zu überzeugen, stellt der Verfasser die an den meteorologischen Stationen zu Peking seit mehreren Jahren aufgezeichneten Windrichtungen (A. T. Kupffer, Ann. d. l'observ. phys. centr. d. Russie, St. Pét. 1852-1853) zusammen, und berücksichtiget dabei, dafs für Peking jeder Nord-, Nordwest-, West- und Südwestwind ein Landwind, d. h. im Winter ein kältebringender sein mufs, weil er entweder aus Sibirien, oder von den Hochländern der Mongolei und Tibets herkommt, hingegen Nordost, Ost und Südost sowie auch Süd als Seewinde betrachtet werden müssen. Indem nun Hr. Walter die Windrose in zwei Hälften sich zerlegt denkt, von denen die eine die Landwinde, die andere die Seewinde enthält, und mittelst der erwähnten Beobachtungen aus den Jahren 1847 bis 1850 die Frequenz der Landwinde gegen die der Seewinde für jeden einzelnen Monat untersucht, erhält er Resultate, von denen wir die folgenden summarischen herausheben wollen:

Monat	Frequenz der Landwinde	Frequenz der Seewinde
Januar . . .	619	332
Februar . .	751	443
März	928	426
April	579	693
Mai	641	811
Juni	581	776
Juli	645	789
August . . .	655	743
September .	769	528
October . .	700	639
November .	964	368
December .	901	238

Aus diesen Zahlen ergiebt sich also das nicht in Zweifel zu ziehende Resultat, dafs schon in den Monaten September und October, auffallend aber vom November bis zum März inclusive die im Winter kalten Landwinde, in den übrigen Monaten aber die die Winterkälte mäfsigenden, die Sommerwärme erniedrigenden Seewinde in der Gegend von Peking vorherrschen, weshalb also für alle Orte, die mit Peking gleiche klimatische Verhältnisse besitzen, die kalten Winter und die kühlen Sommer als Thatsache betrachtet und hierdurch erklärt werden können. *Ku.*

Dove. Ueber die Darstellung der periodischen und nichtperiodischen Veränderungen der Temperatur durch fünftägige Mittel. Berl. Monatsber. 1854. p. 3-10†; Inst. 1854. p. 281-281.

— — Ueber die Darstellung der Wärmeerscheinungen durch fünftägige Mittel. Berl. Monatsber. 1854. p. 667-681†; Inst. 1855. p. 215-216.

Bekanntlich können die Monatsmittel keine ausreichenden Anhaltspunkte zur Beurtheilung der Wärmevertheilung auf einen gewissen Bezirk liefern, selbst dann nicht, wenn die innerhalb eines jeden Monates eingetretenen Extreme noch dabei berücksichtiget werden. Eine brauchbare Darstellung kann nur durch

die täglichen Temperaturcurven der zu vergleichenden Orte erhalten werden. Da aber durch eine solche Darstellungsweise die Uebersicht sehr erschwert wird, so wählte man schon in früheren Zeiten die zehntägigen und fünftägigen Mittel zur Erörterung des Temperaturganges für gröfsere Bezirke. Die fünftägigen Mittel stellen für jede Beobachtungsstation die Temperaturcurve des Jahres durch 73 gleich weit von einander entfernte Ordinaten dar, und lassen im Allgemeinen noch alle Eigenthümlichkeiten erkennen, welche einem Orte in Bezug auf die Vertheilung der Temperatur zukommen. Diese Methode hat daher Hr. Dove schon seit längerer Zeit bei seinen Untersuchungen in Anwendung gebracht. In den Temperaturtafeln wurden aus längeren Reihen neuer Beobachtungen die Wärmeverhältnisse von Petersburg, Zwanenburg, London und Paris von neuem auf diese Weise bestimmt, ferner jene von Archangel, Berlin, Dresden, Utrecht und Leiden, Albany und New-York etc. hinzugefügt. Die neuen vorliegenden Tafeln enthalten die Temperatur von Jakutzk, Irkutzk, Ust Sisolsk, Christiania, Arys, Stettin, Prag, Brocken, Brüssel, Udine, Paris und Toronto, Gütersloh, Jena, Lugan, Mitau, Peifsenberg, Slatust, Stettin, Trier, durch fünftäge Mittel berechnet.

Die vorliegende Abhandlung enthält einen allgemeinen Bericht über die mit den Beobachtungsreihen vorgenommenen Arbeiten und die Ausdehnung, bis zu welcher die Untersuchungen gediehen sind, sowie eine Erörterung der Art und Weise, wie man aus kürzeren Beobachtungsreihen verschiedener Orte mittelst ihrer fünftägigen Mittel ihren Temperaturgang ermitteln kann. Diese Darstellungsweise nennt Hr. Dove eine chronologische, zum Unterschiede von der synchronistischen, welche die absoluten Mittel der fünftägigen Beobachtungen umfafst. Eine solche synchronistische Darstellung findet sich hier für 14 europäische Beobachtungspunkte; eine chronologische aber für die Temperaturcurven von 12 Punkten hat der Verfasser der Akademie der Wissenschaften vorgelegt.

In einer zweiten Abhandlung betrachtet der Verfasser denselben Gegenstand, jedoch aus einem anderen Gesichtspunkte. Hier wird besonders hervorgehoben, dafs die Aufgabe der Meteorologie nicht blofs die Untersuchung der periodischen Erschei-

nungen, sondern insbesondere die sogenannten Störungen zum Gegenstande ihrer Forschung zu wählen habe. Denn diese seien es eigentlich, die in unseren Breiten am deutlichsten zu Tage treten, während der periodische Gang durch sie maskirt wird, und nur mehr oder weniger in dem wechselvollen Treiben des atmosphärischen Lebens hindurchblickt. Die Ursachen der nicht periodischen Aenderungen können aufserhalb der Erde gesucht werden, sie können aber auch secundärer Art sein, d. h. Rückwirkungen der gleichzeitig auf der Erde verbreiteten Phänomene auf einander; so zeigt sich z. B. nach den aus der Witterungsgeschichte vom Jahre 1719 bis 1850 sich ergebenden Resultaten, dafs einem kalten Winter an einer bestimmten Stelle ein milder ausgleichend zur Seite liegt, dafs also in jedem Theile des Jahres eine bestimmte Wärmesumme vorhanden, die aber anomal vertheilt ist.

Um nun zu sehen, wie die anomalen Veränderungen fortschreiten, wo zu einer bestimmten Zeit ihre Geburtsstätte zu suchen, und warum Extreme in ihrem Fortrücken abschwächend „ein im entgegengesetzten Sinne sich geltend Machendes" schliefslich hervorrufen müssen, wurden nicht weniger als 39000 fünftägige Mittel aus langjährigen Beobachtungsreihen mit ihren Abweichungen vom normalen Mittel neu berechnet, und so das Beobachtungsmaterial von 25 Stationen benutzt, deren Beobachtungen auf 421 Jahrgänge in Summa sich erstrecken, und neben dieser chronologischen Darstellung eine synchronistische von 6 Jahren für die Stationen des preufsischen Beobachtungssystemes hergestellt.

Die Abweichungen, welche benachbarte Orte in den einzelnen Jahrgängen zeigen, lassen vor allem auf die grofse Geschwindigkeit schliefsen, mit welcher die Veränderungen über die Oberfläche der Erde fortschreiten und die so grofs ist, dafs der Weg von der belgischen bis zur russischen Gränze in kürzerer Zeit als in 5 Tagen durchlaufen wird; aber zugleich sieht man an dem nicht gleichzeitig an verschiedenen Orten auftretenden Maximum der störenden Wirkung, von wo aus die Kälte einbricht, und ob sie sich linear oder peripherisch verbreitet. Ferner scheint es entschieden, dafs in unseren Breiten die Richtung, in der sich die

anomalen Temperaturen fortpflanzen, von NO. nach SW. liegt, „und daſs, was local an bestimmten Punkten der Windrose als Extrem hervortritt, bei dieser vergleichenden Betrachtung die Form eines Strombettes annimmt, innerhalb dessen Ufer sich die Luft abschwächend nach entgegengesetzten Richtungen bewegt, bald erwärmend nach höheren Breiten hinströmend, bald abkühlend nach niederen". Die zuweilen von höheren nach niederen Breiten sich verbreitende Wärme kann nach Ansicht des Verfassers in Aequatorialströmen ihren Grund haben, die nach Norden hin früher den Boden fassen als in südlichen Gegenden, wo sie erst später unten vorherrschend werden.

Endlich läſst sich in Beziehung auf die Rückfälle der Kälte im Frühjahre und die zeitweise eintretenden Temperaturerhöhungen im Herbste aus den Differenzen der auf einander folgenden fünftägigen Wärmemittel der Schluſs ziehen, daſs jene weit häufiger eintreten als diese, daſs das Eintreten derselben im Frühjahre nicht an bestimmte Tage gebunden ist, daſs dieselben überwiegend unter allen betrachteten Gegenden in Deutschland bis nach Frankreich und England hin vorkommen, in Ruſsland entschieden später als in Deutschland auftreten, daſs sie dem Einflusse des Meeres nicht zuzuschreiben, ihre Ursachen auch nicht kosmisch, sondern tellurisch sind, und daſs sie also wahrscheinlich von localen Einflüssen herrühren. Dieses alles weist der Verfasser durch die Zusammenstellung von Zahlen nach, die die Ab- und Zunahme der Wärme an verschiedenen Stationen im Monate Mai ausdrücken, durch die Betrachtung der Anzahl der Rückfälle in diesem Monate an den genannten Stationen für verschiedene Jahre, und endlich durch die Anzahl der Zu- und Abnahmen der Wärme an vier verschiedenen Stationsgruppen, welche er aus der Vereinigung der Mittel aller einzelnen Monate für zusammengehörige Stationen erhalten hat. Diese Zusammenstellung, die letzte der vorliegenden umfangreichen Abhandlung, welche zeigt, wie oft die Gröſse der Zunahmen im Endergebnisse überwiegt über die Gröſse der Abnahmen und umgekehrt, ist in folgender Tabelle enthalten.

	Nördl. Gr.		Mittlere Gr.		Westliche Gr.		Südl. Gr.	
	Z.	A.	Z.	A.	Z.	A.	Z.	A.
Januar	3,6	2,4	3,9	2,1	4,3	2,7	3,4	2,6
Februar . . .	4,7	1,3	4,2	1,8	4,1	1,9	4,8	1,2
März	4,9	1,1	5,2	0,6	4,9	1,1	5,3	0,7
April.	5,9	0,1	5,7	0,3	5,6	0,4	5,7	0,3
Mai	5,2	0,8	5,0	1,0	5,0	1,0	5,1	0,9
Juni	5,2	0,8	4,6	1,4	4,9	1,1	4,7	1,3
Juli.	2,9	3,1	4,0	2,0	4,0	2,0	4,3	1,7
August. . . .	0,4	5,6	0,9	4,1	1,4	4,6	0,6	5,4
September. .	0,3	5,7	0,1	5,9	0,1	5,9	0,3	5,7
October . . .	0,4	5,6	0,3	5,7	0,1	5,9	0,2	5,8
November. .	1,0	5,0	0,8	5,2	1,1	4,9	0,6	5,4
December. .	1,8	5,2	1,0	6,0	1,4	5,6	1,3	5,7

Hierin ist die erste Gruppe aus Jakutzk, Irkutzk, Barnaul, Bogoslowsk, Katherinenburg, Slatust, Ust Sisolsk, Archangel, Petersburg, Stockholm als Repräsentanten der nördlichen Theile des alten Continentes, die zweite aus Arys, Königsberg, Danzig, Stettin, Kopenhagen, Christiania, Berlin, Jena, Arnstadt, Breslau als mittlere Gruppe, die dritte aus Lugan, Prag, Wien, Peißsenberg, Carlsruhe, Udine, St. Gotthard, Rom als südliche, endlich die vierte aus Gütersloh, Utrecht, Harlem, Zwanenburg, Brüssel, Paris und London als westliche Gruppe gebildet worden, und jene Zahlen geben mehr ein Maafs für die Gröfse der Störungen als für die Anzahl derselben. Kr.

Dove. Ueber die Temperatur der Küsten von Grönland, Labrador und der neu entdeckten arktischen Länder. Berl. Monatsber. 1854. p. 136-142†.

— — Ueber die Temperatur der Behringsstrafse. Berl. Monatsber. 1854. p. 197-199†; Inst. 1855. p. 76-76.

— — Ueber die Temperatur der Beecheyinsel. Berl. Monatsber. 1854. p. 710-711; Inst. 1855. p. 216-216*.

Die erste dieser Abhandlungen erstreckt sich auf die Mittheilung der monatlichen Mittel und die Abweichungen der Temperatur aus einzelnen Orten in Grönland und Labrador für die

Jahrgänge 1845 bis 1852, auf die Bestimmung des Ganges der Temperatur an der Westküste von Grönland mittelst der Beobachtungen von 8, auf jene des Ganges der Temperatur in Labrador, Hudsonsstrafse bei Lancastersund mittelst der Beobachtungen von 7 Stationen, dann auf die Erörterung des Ganges der Temperatur in den kältesten Gegenden aus den Beobachtungen der Stationen Boothia Felix, Assistancebay, Mellvilleinsel, Mercybay und Prinz Walesstrafse.

Die zweite dieser Mittheilungen enthält die monatlichen Mittel der Temperaturbeobachtungen an Stationen unter

Nördl. Breite	Westl. Länge	Meereshöhe
60° 54′	165° —	
66 58	165 7′	
64 14	173 3	
66 0	147 0	200′
61 30	130 0	1400

denen noch Sitcha beigefügt ist, und die als Nachtrag zu den Beobachtungen der vorigen Abhandlung die Abweichungen der Jahrgänge 1845 bis 1850 für Halifax enthalten.

Endlich erstreckt sich die dritte Abhandlung auf die monatlichen Mittel der vom September 1852 bis Februar 1854 am Bord des Nord Star in der Erebusbay und der Beecheyinsel angestellten Beobachtungen der Temperatur.

Aus den sämmtlichen der hier erwähnten Beobachtungsresultate heben wir die allgemeinen Monatsmittel der Temperatur der kältesten Gegend heraus, die nebst anderen Beobachtungen bekanntlich durch die zur Aufsuchung Franklin's und seiner Gefährten veranstalteten Expeditionen gewonnen wurden. Diese sind:

Monat	Boothia Felix	Assistance-bay	Mellville-insel	Mercy-bay	Prinz Wales-strasse
Januar . . .	—26,97°	—27,11°	—28,12°	—30,04°	—28,67°
Februar . . .	—28,45	—27,47	—28,64	—28,51	—30,98
März	—26,97	—24,18	—22,31	—26,18	—27,02
April	—15,37	—15,64	—17,87	—14,84	—16,36
Mai	— 7,27	— 8,84	— 6,75	— 9,69	— 5,81
Juni	+ 0,96	+ 1,02	+ 1,87	— 0,22	+ 1,82
Juli	4,12	2,58	4,64	+ 2,09	2,44
August . . .	2,97	1,60	0,26	0,58	2,49

Monat	Boothia Felix	Assistance-bay	Mellville-insel	Mercy-bay	Prinz Wales-strasse
September .	— 2,93°	— 4,76°	— 4,21°	— 4,29°	— 5,24°
October . . .	—10,19	—13,56	—15,48	—14,74	—14,13
November .	—16,63	—17,19	—23,62	—21,27	—18,76
December .	—24,19	—23,73	—23,85	—24,47	—24,62
Frühling . .	—16,54	—16,22	—15,64	—16,90	—16,40
Sommer. . .	+ 2,68	+ 1,73	+ 2,26	+ 0,80	+ 2,25
Herbst. . . .	— 9,92	—11,84	—14,44	—16,77	—12,71
Winter . . .	—26,54	—26,10	—26,87	—27,67	—28,09
Jahr	—12,58	—13,11	—13,67	—15,22	—13,74

Ku.

N. Neese. Die mittlere Temperatur in Riga. Rigaer Correspondenzbl. VI. 123-127†; Z. S. f. Naturw. III. 56-56.

Sand. Die mittlere Temperatur und Barometerhöhe von Riga. Rigaer Correspondenzbl. VI. 173-176†.

Hr. Neese berichtet über einige aus der Hinterlassenschaft des A. v. Löwis an den naturforschenden Verein zu Riga übergegangene Witterungsbeobachtungen, die vom verstorbenen Professor Sand innerhalb 35 Jahren angestellt wurden und von ihm noch berechnet worden sind. In diesem Berichte ist die mittlere Temperatur aller Monate nach altem Stil in Réaum. Graden (so vermuthet Hr. Neese) der Jahre 1795 bis 1832 enthalten. Die aus diesen Zahlen hervorgehenden und mittelst der Originalbeobachtungen corrigirten Monatsmittel sind folgende:

Januar .	— 3,51°	Juli	15,01°	Jahr + 5,15°.
Februar.	— 2,64	August . .	13,10	
März . .	+ 0,68	September	8,70	
April . .	6,17	October. .	3,79	
Mai . . .	10,78	November	— 0,36	
Juni. . .	13,15	December	— 3,35	

Aus den von Deeters berechneten 7jährigen Beobachtungen (Rigaer Correspondenzbl. 1849. p. 94†) ergiebt sich eine mittlere Jahrestemperatur von + 4,8°, welche von der obigen Angabe nur um 0,35° abweicht. Das kälteste aller Beobachtungsjahre war

1829 mit einer mittleren Temperatur +3,38°, das wärmste 1826 mit einer Mitteltemperatur +7,57°; der wärmste Sommer war 1826, für welchen das Mittel aus den Monaten Juni und August +17° war, während der kälteste Winter für die Monate December, Januar und Februar die mittlere Temperatur —7,4° in dem Jahre 18[illegible] hatte. Die niederste Monatstemperatur hatte der Januar 1799 mit —11,3° und der December 1799 mit —10,9°; die höchste Monatstemperatur hatte der Juli in den Jahren 1798 mit 17,8°, 1804 mit 17,5°, 1805 mit 17,0°, 1808 mit 17,0° und 1826 mit 17,6°.

Die im Beobachtungsjournale enthaltenen Barometerbeobachtungen erstrecken sich auf die Jahre 1795 bis 1824, von welchen die Mittel aller einzelnen Jahrgänge mitgetheilt sind; für einzelne Jahre zwischen 1795 und 1827 sind auch die Extreme angegeben. Der mittlere Barometerstand für das Jahr, wie er sich aus den Angaben des Heberbarometers ergiebt, das zu den Beobachtungen benutzt wurde, und welches 29′ 10″ Par. Maafs über der Oberfläche der Düna bei Riga sich befand, beträgt bei +14° R. 28″ 0,60‴ Pariser Maafs.

Die von Professor SAND seinen Beobachtungen beigefügten Betrachtungen beziehen sich nach Mittheilung des Hrn. NEESE insbesondere auf die Strenge der Winter in Livland, welche nach der Volksmeinung in alten Zeiten weit kälter waren als in allen den Jahren, in welchen Thermometerbeobachtungen angestellt wurden, also vor etwa 114 Jahren. Als ein besonderes Merkmal erkennt man dort für die Strenge eines Winters, wenn die Temperatur so anhaltend niedrig wird, dafs die Ostsee gefriert; diese Erscheinung ist übrigens seit langer Zeit nicht mehr beobachtet worden. Sie kam nach SAND's Mittheilungen in den folgenden Jahren vor, aus welchen noch Kunde erhalten werden konnte.

1269	1423	1554	1670	1709	1812
1307	1426	1566	1674	1740	
1322	1437	1578	1678	1799	
1381	1459	1587	1680		
	1496		1683		
			1686		

In wie weit diese Angaben begründet sind, läfst sich wohl schwer sagen. Jedenfalls geht aber aus dem Vorhergehenden hervor, dafs das Gefühl allein eben so wenig wie die Erinnerung an eine Erscheinung zum Beurtheilen der letzteren ausreicht, sondern dafs hierzu immer entweder relative oder absolute Maafsangaben nothwendig sind, die von subjectiven Eindrücken unabhängig gemacht und von denselben vor ihrer Anwendung befreit wurden. *Ku.*

MONTIGNY; QUETELET; CRAHAY. Abaissement extraordinaire de température le 26 décember 1853. Bull. d. Brux. XXI. 1. p. 3-7 (Cl. d. sc. 1854. p. 3-7); Inst. 1854. p. 199-199†; Z. S. f. Naturw. IV. 48-48†.

LEROY. Sur les températures de l'hiver dernier. Bull. d. Brux. XXI. 1. p. 143-143 (Cl. d. sc. 1854. p. 59-59); Inst. 1854. p. 228-228†.

Die an verschiedenen Punkten Belgiens: Vorstadt Heuvy bei Namur, Namur, Brüssel, Tirlemont und Löwen gegen Ende December 1853 eingetretene Temperaturdepression betrug beziehungsweise für die genannten Orte —19,4° C., —22,0° C., —19,4° C., —16,3° C. und —23,2° C., und diese erscheinen als die niedersten der bis Ende 1853 in Belgien beobachteten Temperaturen. Am 9. December erreichte der Barometerstand zu Brüssel Abends 10 Uhr ein Maximum von 766,9^{mm}; derselbe nahm ab bis zum 15., und es trat an diesem Tage Morgens 8 Uhr das Minimum von 725,5^{mm} ein, von wo an der Luftdruck wieder zunahm bis zum Maximum von 753^{mm} am 18. Morgens 10 Uhr; ein nächstes Maximum trat am 25. Morgens 8 Uhr mit 764,8^{mm} ein, und von dem Minimum 752,2^{m} am 28. Morgens 4 Uhr erhob sich der Barometerstand plötzlich bis zur Gröfse 762,5^{mm} am 29. Morgens 10 Uhr etc.

Hr. LEROY beobachtete in Jamoigne (canton de Florenville) eine ähnliche Temperaturerniedrigung. Am 26. December 1853, 8 Uhr Morgens beobachtete derselbe die Temperatur — 21,0° C.; aufserdem trat noch am 14. Februar Morgens 7½ Uhr die Temperaturerniedrigung von — 12,0° C. ein.

Diese Erscheinungen stehen nicht vereinzelt da, indem auch an vielen Punkten in Deutschland gegen Ende des Monats December 1853 eine nicht unbedeutende Kälte eintrat. *Kw.*

J. P. Wolfers. Betrachtungen über die 18 letzten Winter in Berlin. Pogg. Ann. XCIII. 130-151†; Z. S. f. Naturw. IV. 301-305*.

Zur Feststellung seiner Vermuthungen über die Beschaffenheit und den Verlauf eines Winters stellt der Verfasser zuerst die Eigenschaften der Strenge eines Winters fest, wie sich diese aus der Erfahrung ergeben. Unter einem Wintertage versteht Hr. Wolfers jeden Tag, dessen mittlere Temperatur unter dem Gefrierpunkte des Wassers ist, und die Dauer eines Winters erstreckt sich vom ersten bis zum letzten Wintertage, unabhängig von anderen hierüber herrschenden Ansichten. Diese Definitionen, sowie die positiven und negativen Wärmemengen der betrachteten Winter in Verbindung mit der Anzahl der Tage, auf welche sich diese Temperaturen vertheilen, führen nun auf die folgenden allgemeinen Eigenschaften der Winter überhaupt.

1) Die strengen Winter haben wenige, die nicht strengen viele Kälteperioden.

2) In den strengen Wintern kommen lange anhaltende Kälteperioden vor, und die Summe der ihnen entsprechenden negativen Temperaturen ist bedeutend, im Gegensatz zu den nicht strengen Wintern, wo beide wesentlich geringer sind.

3) Die Dauer der strengen Winter ist kürzer als die der nicht strengen.

Diese Kennzeichen, welche übrigens von selbst klar sind, entnimmt der Verfasser aus der Tafel *A*, in welcher er alle Winter von 1837 an bis 1854 so zusammenstellte, dafs von einem jeden alle einzelnen Perioden der Kältetage mit der Summe ihrer Temperaturen, dann die Anzahl der sämmtlichen Rückfälle mit der entsprechenden positiven Temperatursumme sichtbar ist. Aufser diesen Eigenschaften nimmt der Verfasser noch andere der Erfahrung entnommene Kennzeichen zu Hülfe, und be-

merkt hierüber, „dafs in den strengen Wintern häufig nach unbedeutenden einzelnen Frostperioden sogleich die in der zweiten Eigenschaft erwähnte lange Kälteperiode eintritt, dafs aber bald nach deren Beginnen eine oder mehrere Perioden von wenigen Tagen eintreten, während deren Dauer die Temperatur wesentlich und bisweilen über Null steigt, und worauf die Kälte entschieden zunimmt." Durch Vergleichung der Dauer und Summe der niederen mit jener der hohen Temperatur wird man für strenge Winter die erstere entschieden überwiegend finden. Auf diese Weise ist es Hrn. Wolfers gelungen mittelst Betrachtung der Winter 1837 bis 1847 für die folgenden strengen und nicht strengen Winter eine erfolgreiche (?) Vermuthung über ihren weiteren Verlauf auszusprechen, und die Zeitmomente nahezu zu bestimmen, von welchen an über den Verlauf des Winters entschieden werden kann. Diese Zeitmomente sind nach Angabe des Verfassers folgende.

Winter.	Anfang.	Tag der Entscheidung.	Ende.
	a. Für strenge Winter.		
1854	13. November	18. December	24. Februar
1850	20. -	2. -	1. April
1847	7. -	24. -	13. März
1848	15. December	25. -	9. -
1838	11. -	27. -	1. April
1845	29. November	20. -	23. März
1841	1. December	26. -	6. -
Mittel:	27. November.	20. December.	16. März.
	b. Für nicht strenge Winter.		
1852	18. November	16. December	27. März
1843	5. -	7. -	25. -
1851	17. -	11. -	11. -
1837	23. -	5. -	10. April
1840	29. October	31. -	28. März
1846	13. December	3. Januar	19. Februar
1839	19. November	18. December	3. April
1844	12. December	3. Februar	24. März
Mittel:	20. November.	23. December.	23. März.

Man wird daher eine Vermuthung über den Verlauf eines Winters anzustellen im Stande sein, wenn man nach Angabe des Verfassers den ersten bereits verflossenen Theil des betreffenden Winters mit früheren Wintern vergleicht und aus den theils positiven, theils negativen Eigenschaften auf seinen wahrscheinlichen Verlauf schliefst. Hierzu sind aber derartige Tafeln, wie sie Hr. Wolfers für Berlin unter *A*, *B* und *C* angefertigt hat, für denjenigen Ort nothwendig, dessen Winter beurtheilt werden soll.

Zum Schlusse seiner Betrachtungen stellt er zur Beurtheilung der Strenge eines Winters einen anderen Begriff auf, und nimmt das Product aus der Summe der negativen Temperaturen in die Anzahl der zugehörigen Frosttage als Maafs der Strenge an. Indem nun der Verfasser von diesem Gesichtspunkte aus die sämmtlichen 18 Winter betrachtet, und den mildesten des Jahres 18$\frac{4}{4}$ als Einheit annimmt, erhält er eine Zusammenstellung von Zahlen, welche die relativen Strengen der bei seinen Untersuchungen zu Grunde gelegten Winter ausdrücken sollen. *Ku.*

E. Liais. Recherches sur la température de l'espace planétaire. C. R. XXXVII. 295-299; Inst. 1853. p. 296-297†; Cosmos III. 336-336†; Fechner C. Bl. 1854. p. 199-199†; Mém. d. l. Soc. d. Cherbourg I. 248-262.

Hr. Liais behauptet, dafs bei Untersuchung der Temperatur des Weltenraumes [1]) verschiedene Einflüsse unbeachtet geblieben sind, die die erhaltenen Resultate wesentlich modificiren sollen. Würde man von der Voraussetzung ausgehen, dafs die Temperatur der Erdoberfläche constant bliebe, so müfste zwischen dem Wärmequantum, welches sie ausstrahlt und jenem, welches sie von der Sonne und dem Planetenraume auffängt, das Gleichgewicht stattfinden. Wenn man daher die ersten zwei dieser Elemente kennt, so kann man mit Hülfe der aufgestellten Gleichgewichtsbedingung die dritte, also die Temperatur des Weltenraumes, bestimmen.

[1]) Pogg. Ann. XLV. 25, 481, XXXVIII. 235.

Nach einigen Voraussetzungen[1], die der Verfasser macht, und welche wir hier umgehen, nimmt er nun an, dafs die Quantität Wärme, welche der Boden unter dem 38. Breitengrad verliert,

$$1{,}146a^{15{,}7} + 0{,}1610$$

sei, worin a die Constante der Ausstrahlung gleich 1,0077 und 0,1610 die Quantität Wärme sein soll, welche unter dem genannten Breitengrade dem Boden durch Verdampfung genommen wird. Die Quantität Wärme, welche hier von der Sonne dem Boden zugeführt wird, ist 0,4408 nach POUILLET's Experimenten, von welcher aber nur 0,59 wegen der Absorption durch die Atmosphäre zu nehmen sind. Die Quantität Wärme, welche aus dem Raum kommt, sei $1{,}146a^t$, wo t die Temperatur des Weltraumes ist; hiervon aber wird vom Boden 0,1 absorbirt, so dafs hier nur mehr $1{,}146a^t \,.\, 0{,}9$ in Anschlag zu bringen sind. Ist nun A die gesammte Wärmequantität, welche dem Boden aus der Atmosphäre zukommt, so hat man

$$1{,}146a^{15{,}7} + 0{,}1610 = 0{,}4408 \times 0{,}59 + 0{,}1146a^t + A,$$

worin der Verfasser

$$A = \tfrac{1}{4}[1{,}146a^{15{,}7} \,.\, 0{,}9 + 0{,}1610 + 0{,}4408 \times 0{,}41 + 1{,}146a^t \times 0{,}9]$$

annimmt. Hieraus findet nun Hr. LIAIS

$$t = -97{,}4^\circ,$$

welchen Werth er der von FOURIER angegebenen Temperatur des Weltraumes (—60°) genäherter findet als dem von POUILLET berechneten (= —142°).

Am Schlusse seiner Arbeit bemerkt noch Hr. LIAIS, dafs, wenn man mit Hülfe der über die Abnahme der Temperatur mit der Höhe über dem Meere gemachten Beobachtungen eine Curve construiren würde in der Weise, dafs die atmosphärischen Drucke als Abscissen, die ihnen zugehörigen Temperaturen als Ordinaten erscheinen, für die Stelle, an welcher der Druck gleich 0 wird, eine Temperatur = —100° C. erhalten werden müfste, ein Resultat, welches mit dem von ihm angenommenen nahe übereinstimmt.

Ku.

[1]) Die in dieser Abhandlung angenommenen Temperaturen bedeuten 100theilige Grade.

P. Merian. Ueber den tiefen Barometerstand im Februar 1853. Verh. d. naturf. Ges. in Basel I. 70-71†.

Hr. Merian erwähnt hier die bedeutenden barometrischen Störungen, welche innerhalb des 6. und 15. Februar in Basel beobachtet worden sind, wobei die Schwankung vom 6. bis 10. Februar 5,35‴ betrug und der niederste Barometerstand um 10,12‴ unter dem Jahresmittel war. *Ku.*

Maury. Sur la dépression barométrique observée à la hauteur du cap Horn. Bull. d. Brux. XXI. 1. p. 72-73 (Cl. d. sc. 1854. p. 28-29); Inst. 1854. p. 221-221†.

Aus dem von Hrn. Maury an Quetelet gerichteten Schreiben entnehmen wir die folgenden Resultate barometrischer Beobachtungen, welche bei verschiedenen Expeditionen mit einem und demselben Barometer, das während der Reisen keine Aenderung erlitt, angestellt wurden:

Monat.	Mittlerer Barometerstand in den Gegenden des Nordostpassates des atlantischen Oceans.		des stillen Oceans.		in der Höhe vom Cap Horn.		in den Gegenden des Südostpassates des atlantischen Oceans.		des stillen Oceans.	
	Druck in engl. Zollen	Zahl der Beobachtungstage	Druck in engl. Zollen	Zahl der Beobachtungstage	Druck in engl. Zollen	Zahl der Beobachtungstage	Druck in engl. Zollen	Zahl der Beobachtungstage	Druck in engl. Zollen	Zahl der Beobachtungstage
Januar	29,90	49	30,00	50	29,34	64	29,96	22	30,04	55
Februar	30,00	64	29,98	42	29,28	43	29,84	74	30,03	60
März	29,97	81	29,95	53	29,17	53	29,97	65	29,90	45
April	29,98	53	29,85	34	29,17	66	29,91	76	29,93	49
Mai	29,90	20	29,93	73	29,24	91	30,00	28	29,97	69
Juni	30,18	26	30,05	57	29,37	29	29,93	36	30,03	98
Juli	29,97	14	30,07	91	29,12	17	30,24	5	29,94	40
August	29,95	13	29,84	47	29,26	21	30,03	14	29,88	32
September	30,01	18	29,94	26	29,38	12	30,01	14	30,20	10
October	29,95	38	—	—	29,33	19	29,95	46	30,08	19
November	29,92	40	29,99	13	29,02	40	29,99	37	30,50	6
December	29,96	57	30,00	31	29,13	55	29,88	65	30,04	26
Mittel	29,97	473	29,96	517	29,23	490	29,98	482	30,05	509

Ku.

J. Lamont. Meteorologische Beobachtungen der königl. Sternwarte bei München während der Jahre 1851, 1852, 1853 und 1854. Ann. d. Münchn. Sternw. (2) VI. 189-343†, VII. 75-130†, 333-387†.

— — Stündlicher Gang und monatliche Mittel der Temperatur und des Luftdruckes nach den Aufzeichnungen der registrirenden Instrumente, angestellt an der königl. Sternwarte bei München während der Jahre 1848 bis 1854. Ann. d. Münchn. Sternw. (2) VIII. 2-344.

— — Meteorologische Beobachtungen. Mittheilung auswärtiger Stationen. Jahresber. d. Münchn. Sternw. 1854. p. 15-22†.

Während die meteorologischen Beobachtungen auf der Münchener Sternwarte im Jahre 1821 begonnen, und seit jener Zeit regelmäfsig fortgeführt wurden, sind schon von 1838 bis 1841 neben den unmittelbaren Beobachtungen die Aufzeichnungen von Barometer- und Thermometerstand mittelst registrirender Instrumente vorgenommen worden. Mit dem Beginnen der magnetischen Untersuchungen aber wurden durch längere Zeit stündliche unmittelbare Beobachtungen durchgeführt, so dafs mit wenigen und geringfügigen Lücken die vollständigen Reihen von 1841 bis 1847 für alle Witterungselemente vorliegen (Ann. d. Meteorol. u. d. Erdmagnetismus, Jahr 1841-1844, dann Annal. d. Münchn. Sternw. (2) I, III). Vom Jahre 1847 an beschränken sich die unmittelbaren Beobachtungen auf die Stunden von 7^h Morgens bis 8^h Abends und 7^h Morgens bis 6^h Abends, während seit dem Ende des genannten Jahres die registrirenden Instrumente für Temperatur, Luftdruck und Feuchtigkeit in Gang sich befinden [1]). Die unmittelbaren Beobachtungen von jener Zeit an findet man mit Ausnahme der Aufzeichnungen der Niederschläge, die nur zum Theil veröffentlicht worden sind, in den Ann. d. Sternw. (2) IV bis VII, während der stündliche Gang, sowie die monatlichen Mittel der Temperatur und des Luftdruckes, nach den Aufzeichnungen der registrirenden Instrumente während der Jahre 1848 bis 1854 im VIII. Bande dieser Annalen vollständig enthalten sind.

[1]) Berl. Ber. 1850, 51. p. 1124*.

Die Reihen dieser Beobachtungen gehören also, wie man sieht, zu den vollständigsten, wie sie einer Normalstation zukommen sollen, und ihr Nutzen wird, wenn einmal auch auf Baiern ein meteorologisches Netz verbreitet sein wird, welches regelmäſsiger wie bisher meteorologische Beobachtungen und nur brauchbare Angaben liefert, bei Erforschung der klimatischen Verhältnisse Deutschlands sich zeigen, wenn die zum Anschlusse an die meteorologischen Systeme von Oesterreich und Preuſsen nothwendigen Beobachtungsresultate vorhanden sein werden.

Jedem Jahrgange seiner Annalen hat Hr. LAMONT, theils in dem Jahrbuche, theils in seinem Jahresberichte allgemeine Resultate über die meteorologischen Verhältnisse Baierns angefügt, und von diesen Résumés bleibt uns nur die für das Jahr 1854 vorgenommene Besprechung hier zu erwähnen übrig. Der vorliegende Jahresbericht deutet vor allem auf die meteorologischen Arbeiten der Sternwarte hin. Statt der bis jetzt angewendeten Sonnenthermometer, die theils in Quecksilber-, theils in Weingeistthermometern bestanden, werden in Zukunft zur Beobachtung der Sonnentemperatur thermoëlektrische Apparate benutzt werden. Die Beobachtung der Temperatur von 9 Quellen, dann jene des Isarwassers, sowie die Aufzeichnung des Pegelstandes dieses Stromes ist ein nicht unwichtiger Theil der meteorologischen Arbeiten der Sternwarte. In vorliegendem Jahresberichte sind die Monatsmittel dieser Elemente vom Mai 1852 bis December 1853 mitgetheilt. Ferner bespricht Hr. LAMONT im Allgemeinen die Art und Weise, wie meteorologische Beobachtungen anzustellen seien, wenn sie dem Zwecke entsprechend werden sollen. Nicht bloſs durch das Sammeln von Thermometer- und Barometerangaben gelange man zu diesem Zwecke, sondern die bedingenden Ursachen selbst, Luftströmung und Dünste, Wind und Wolken, seien es, denen der Beobachter seine besondere Aufmerksamkeit zu widmen habe. Durch ein Beispiel für die Beobachtung der Witterungsverhältnisse in der Umgegend von München erläutert er diese seine Ansicht. Schon früher (Jahresber. 1852. p. 85) hat der Verfasser angedeutet, daſs die atmosphärischen Bewegungen durch die Gestalt der Landesoberfläche bedingt werden, und die Luft ihre Dämme und Rinnsale hat wie

das Wasser. So hält die Alpenkette an der südlichen Gränze Baierns, die in gerader Richtung von Ost gegen West sich zieht, einzelne Fälle ausgenommen, die heifsen Luftströme, welche von der afrikanischen Sandwüste nach Italien kommen, zum gröfsten Theile auf, und schützt die italienischen Gegenden vor den vom Norden kommenden kalten Luftströmungen. Der unter normalen Umständen in der Umgebung Münchens nach Sonnenaufgang herrschende und kalte Südwind hat an dieser Kette seinen Ursprung. Wie weit diese Luftströmung aber geht, läfst sich nicht ermitteln; es hängt diefs auch von den herrschenden allgemeinen Witterungsverhältnissen ab; der südliche Theil unserer Temperatur- und Barometerrose darf daher auch nicht mit auswärtigen verglichen werden. Eben deswegen wird auch eine von Norden her kommende Luftströmung schon in bedeutender Entfernung aufgehalten, und verwandelt sich entweder in eine südöstliche und zuletzt östliche, oder in eine südwestliche und westliche. Ein Beispiel der Aufstauung dieser Luftströmungen liefert die gegen Ende December aus Nordost vorgedrungene kalte Luftströmung, die nach anderweitig bekannt gewordenen Beobachtungen sich weithin gegen West und Südwest verbreitete und durch welche bedeutende Temperaturdepressionen vom 26. bis 28. December an verschiedenen Punkten Baierns hervorgebracht wurden. Solche Minima wurden innerhalb der genannten Tage an folgenden Orten beobachtet:

Arnstein	—20,0°	Oettingen	—18,0°
Würzburg	—19,0°	Burglengenfeld	—19,0°
Königshofen	—19,0°	Monheim	—19,6°
Burgebrach	—22,5°	Freising	—16,0°
Ansbach	—23,0°	Hohenpeifsenberg	—12,8°
Altdorf	—18,0°	Obersdorf	—15,0°
Nürnberg	—18,9°	Bergzabern	—13,0°

München	—14,0°	(26. December)
-	—12,0°	(27. -)
-	—13,7°	(28. -)
Tegernsee	—10,5°	(28. -)

Aufserdem gehören für München die nördlichen Winde nur zu den seltenen Phänomenen, weshalb auch der nördliche Theil

der thermischen und Barometerrose mit den auswärtigen nicht vergleichbar ist. Die Gebirgsketten bringen übrigens in anderen Gegenden Baierns ähnliche Wirkungen hervor; die niedrigen Luftströme werden durch sie in ihrer Richtung abgeändert, die höher gehenden stürzen nach ihrer Erkaltung auf die Ebenen, wo sie Wirkungen hervorbringen, die mit ihrer Intensität, wie sie dieselbe in dieser selbst sonst haben, in keinem Verhältnisse stehn.

In Bezug auf die Psychrometerbeobachtungen bemerkt Hr. Lamont, dafs diese über die Nebel- und Wolken-, so wie auch über die Gewitterbildung keinen Aufschlufs geben können, indem diesen Phänomenen nur durch die Dunstbläschen, die von offenen Wasserflächen in die Luft übergehen und in dieser durch aufsteigende Luftströme fortgeführt werden, das zu ihrer Entwickelung und Erzeugung nöthige Material geliefert werde.

Zur Entstehung eines Gewitters aber gehören noch aufserdem nothwendig zwei gleichzeitig vorhandene Luftströme, ein unterer und ein oberer Luftstrom, von welchen der untere nach Westen und der obere nach Osten sich bewegt; und mit diesen Annahmen läfst sich die Geschichte der Gewitter, sowie ihre Bildungsweise für die Umgebung von München leicht erörtern.

Nachdem nun der Verfasser die Besprechung über die Witterungsverhältnisse Münchens durchgeführt hat, kehrt er wieder zu dem oben berührten Gegenstande zurück und bemerkt, dafs, so lange die Meteorologie in der gegenwärtigen Weise betrieben wird, nicht wohl abzusehen ist, „wie wir je zu einer befriedigenden Lösung (ihrer Aufgaben) gelangen sollen." Nur in Folge einer genaueren Unterscheidung der Gegenstände und einer näheren Kenntnifs ihrer Eigenthümlichkeiten werde eine zweckmäfsige Beobachtung möglich für die astronomischen Gegenstände, und gerade ein ähnliches Verhältnifs bestehe in der Meteorologie. Der Beginn, der Verlauf und das Ende der Hauptströmungen, wie sie von den asiatischen Hochebenen und vom atlantischen Meere zu uns gelangen, diese anhaltenden Ost- und Westwinde [1]) sind es, die wir mit allen Erscheinungen, welche sie be-

[1]) Ann. d. Meteorol. u. d. Erdmagn. VII. 50-58, XI. 185-199.

gleiten und die sie zur Folge haben, beobachten müssen, während die unzählige Anhäufung von Material über locale Erscheinungen nur untergeordneten und beschränkten Werth hat. Um daher die meteorologischen Zwecke gehörig vertreten zu können, ist in unserer Aufzeichnungsweise eine wesentliche Reform nöthig; es mufs ihre Einrichtung von der Art sein, dafs man über Ursache und Verlauf der Erscheinungen eine richtige Vorstellung erhalte, und dafs man stets „das Bedeutsame vom Unbedeutenden zu trennen wisse." *Ku.*

K. Kreil. Jahrbücher der k. k. Centralanstalt für Meteorologie und Erdmagnetismus I. für 1848 und 1849. Wien 1854. p. 1-416†; Münchn. gel. Anz. XL. 2. p. 81-86†.

— — II. für 1850. Wien 1854. p. 1-258†.

— — III. für 1851. Wien 1855. p. 1-252†, Anhang p. 1-44†; Münchn. gel. Anz. XLII. 2. p. 41-53†.

Die Centralanstalt für Meteorologie und Erdmagnetismus hat unter der Leitung des Hrn. Kreil, dem ein Adjunct (Hr. Fritsch) und zwei Assistenten untergeordnet sind, im Jahre 1851 ihre Thätigkeit begonnen. Nach Angabe des Verfassers soll die Aufgabe der österreichischen meteorologischen Anstalt eine doppelte sein. Erstens soll sie als „Musteranstalt eine Reihe von Beobachtungen durchführen, die sich über alle Elemente der Meteorologie und des Erdmagnetismus erstrecken, soll sich hierbei stets auf der Höhe des jeweiligen Standes der Wissenschaft erhalten, und zur Förderung derselben nicht blofs schon betretene Wege verfolgen, sondern wo möglich neue anbahnen. Sie soll in die Reihe jener Anstalten für beobachtende Naturkunde eintreten, mit denen auswärtige Regierungen in den letzten Jahren alle Welttheile ausgestattet haben, und den von dorther ergangenen Anforderungen nach ihren Kräften entsprechen. Sie soll aber auch zweitens der Mittelpunkt, die Centralstation der Beobachtungsorte im Kaiserstaate sein, welche alle überwacht und, wo

es möglich ist, belehrt und nachhilft, von wo aus alle Instrumente, nachdem sie gehörig verglichen sind, vertheilt, und wohin die gewonnenen Beobachtungen zur weiteren Benutzung eingesendet werden. Sie ist im Besitze der Haupt- und Normalinstrumente, und an ihr können sich sowohl die Beobachter als andere Freunde dieser Fächer unterrichten und einüben."

Die ersten Schriften dieser Anstalt, die hier vorliegenden drei Bände, geben ein glänzendes Bild der rühmlichen Thätigkeit derselben, zu deren Begründung ein als Forscher im Gebiete der Naturwissenschaften hochberühmter Staatsmann nicht blofs die Anregung gegeben, sondern auch namhafte Mittel dargeboten hat, um die Anstalt ins Leben zu rufen.

Die Einleitung zu den Jahrbüchern beginnt mit einem kurzen geschichtlichen Abrifs der meteorologischen Forschungen, giebt die Ausstattung der Anstalt mit ihren meteorologischen und astronomischen Instrumenten zu erkennen, beschreibt die Einrichtung der letzteren, ihren Gang, so wie die an ihre Angaben anzubringenden Correctionen, ertheilt Aufschlüsse über die auswärtigen österreichischen Stationen, beschreibt die Fächer, welche der Beobachtung zugewiesen sind, und geht endlich auf diejenigen Umstände über, welche bei der Bearbeitung meteorologischer Aufgaben in Rücksicht kommen müssen.

Die Anstalt ist nicht blofs mit Instrumenten zur unmittelbaren Beobachtung versehen, sondern sie hat auch für alle einzelnen Elemente, bei denen es zulässig ist, sogenannte Autographen. So besitzt dieselbe ein autographes Barometer, Thermometer, Hygrometer, eine autographe Windfahne mit Druckmesser und ein autographes Regen- und Schneemaafs, und läfst so durch Apparate die Arbeiten verrichten, welche zu ihrer Ausübung durch Beobachter viele Mühe und Zeit erfordern würden. Eine kurze Beschreibung der verbesserten Windfahne mit dem zugehörigen Winddruckmesser ist mit Abbildung dieser Autographen im I. Bande der vorliegenden Jahrbücher enthalten; wir müssen aber dieselbe hier unterdrücken, weil ohne Abbildungen dieselbe nicht wiedergegeben werden könnte, ohne in Weitläufigkeiten sich zu verlieren. Die Beschreibung aller übrigen bis jetzt

angewandten Autographen ist in verschiedenen meteorologischen etc. Schriften des österreichischen Kaiserstaates niedergelegt [1]).

Die auswärtigen Stationen, deren Anzahl sich nach dem vorgelegten Plane ungefähr auf hundert belaufen wird, so dafs durchschnittlich auf 120 Quadratmeilen eine Station kommt, sind nicht blofs nach ihren geographischen Positionen mit Angabe ihrer Meereshöhe und der Beobachtungsstunden etc. tabellarisch verzeichnet, sondern es ist auch jeder dieser Stationen eine kurze Beschreibung beigegeben, welche über folgende Punkte Aufschlufs zu geben hat.

1) Ob die Station in der Ebene oder auf einem Gebirgsabhange liegt, und in letzterem Falle, gegen welche Himmelsrichtung sie geneigt ist.
2) Die Richtung der nächstgelegenen Gebirgszüge, Thäler und Flüsse.
3) Die Höhe der nächsten Berge, ihre Lage gegen den Beobachtungsort, und ob sie bewaldet oder kahl sind.
4) Ob Sümpfe, Seeen oder andere stehende Gewässer in der Nähe sich befinden.
5) Aus welchen Erd- und Gebirgsarten die Umgebungen hauptsächlich bestehen, und ob sie bebaut oder bewaldet sind.
6) Eine genaue Beschreibung der Aufstellung der Instrumente etc.

Solche Ortsbeschreibungen finden wir im I. Bande p. 29 und im II. Bande p. 34 für alle Punkte, aus welchen Beobachtungen mitgetheilt sind.

Die Fächer, welche die meteorologische Aufgabe zum Gegenstande haben soll, werden in den Jahrbüchern in folgender Weise bearbeitet. Für Luftdruck, Temperatur, Dunstdruck und Feuchtigkeit werden Monats- und Jahresmittel zu festen Beobachtungsstunden, allgemeine Monats- und Jahresmittel, monatliche und jährliche Extreme, dann Tagesmittel, und aufserdem für Temperatur noch die Angaben der monatlichen und jährlichen Extreme der Thermometrographen, für die Be-

[1]) Magnet. u. meteorol. Beob. zu Prag III, X; Astron. u. meteorol. Jahrb. f. Prag 2. Jahrg.; Entwurf eines meteorol. Beobachtungssystemes f. Oesterreich. Wien 1854.

wölkung die Monats- und Jahresmittel zu festen Stunden, allgemeine Monats- und Jahresmittel, dann Tagesmittel, für Niederschlag die monatliche und jährliche Menge, die gröfste binnen 24 Stunden in jedem Monate und in jedem Jahre, die monatliche und jährliche Menge des Schneees und die Anzahl der Tage mit Niederschlägen etc., endlich für die Luftströmungen die monatliche und jährliche Vertheilung der Windgattungen, die Monats- und Jahresmittel der Windstärke im Allgemeinen und zu festen Beobachtungsstunden, die Tagesmittel der Richtung und Stärke, sowie jene des Wolkenzuges berechnet und angegeben. Aufser diesen 7 Fächern erscheint in den Jahrbüchern noch ein achttes für alle Erscheinungen, welche keiner regelmäfsigen Wiederkehr unterworfen sind, wie Gewitter, Stürme, Nordlichter, Regengüsse, optische Erscheinungen der Atmosphäre etc. unter dem Titel aufsergewöhnliche Erscheinungen. Endlich sollen noch die Störungen des Luftdruckes, wie sie an Orten aufgezeichnet werden, die mit Autographen versehen sind, dann thermische und andere Störungen in den Jahrbüchern ihre Stelle finden, während ausgedehnte Detailbeobachtungen nur für einige wenige Normalstationen mitgetheilt werden sollen.

Die vorliegenden drei Bände enthalten nun, nach diesem Systeme bearbeitet, aufser den bisher erwähnten und am Schlusse unseres Berichtes noch anzudeutenden Materialien die Beobachtungen von 31 österreichischen Stationen für die Jahre 1848 bis 1851 inclusive, und an diese reihen sich in besonderen Anhängen die von Hrn. Fritsch bearbeiteten Beobachtungen über periodische Erscheinungen im Pflanzen- und Thierreiche, welche mit meteorologischen Fragen zusammenhängen.

Aufser diesen Arbeiten, welche die Jahrbücher für jedes Beobachtungsjahr darstellen, nehmen dieselben nach und nach, in ähnlicher Weise geordnet wie jene, die langjährigen Beobachtungsreihen verschiedener Orte des Kaiserstaates auf; und so finden wir in den ersten beiden Bänden solche ausführliche Beobachtungsreihen für 15 österreichische Orte, unter welchen die für Wien im Jahre 1775, für Mailand im Jahre 1763, für Prag im Jahre 1771, für Kremsmünster im Jahre 1767, für Udine im Jahre 1803 schon beginnen. Die übrigen dieser Reihen begin-

nen erst in späteren Jahren, und zum Theile erstrecken sich diese auch nur auf einzelne wenige Jahre [1]. *Ku.*

J. G. Galle. Ueber die meteorologischen und magnetischen Constanten von Breslau. Jahresber. d. schles. Ges. 1854. p. 103-108†; Z. S. f. Naturw. VI. 400-400.

— — Allgemeine Uebersicht der meteorologischen Beobachtungen zu Breslau im Jahre 1854. Jahresber. d. schles. Ges. p. 108-110†.

Die Constanten der meteorologischen Elemente für die Umgebung von Breslau wurden von Hrn. Günther aus einer 64jährigen Reihe (1791 bis 1854) berechnet. Ob diese Reihe mit gleichen oder verschiedenen Instrumenten gewonnen wurde, welche Vorarbeiten und Correctionen zur Herstellung der Resultate nöthig waren und vorgenommen wurden, um eine Vergleichbarkeit zu Stande zu bringen, darüber wird nichts im vorliegenden Berichte erwähnt, weshalb wir annehmen wollen, dafs diese Umstände bei Berechnung der Constanten gehörig gewürdigt worden sind. Die Mittheilungen dieses Berichtes, der nur mittlere und allgemeine Resultate enthält, besitzen nicht jene Vollständigkeit, um ein klares Bild der klimatischen Verhältnisse Schlesiens sich daraus verschaffen zu können. Einige dieser Angaben haben wir in der nachstehenden Tabelle zusammengestellt. Der Luftdruck wurde mittelst eines Barometers gemessen, das 453,62 Par. Fufs über dem Ostseespiegel bei Swinemünde sich befindet.

Monat.	Temperatur. Vieljähriges Mittel.	Temperatur. Tägliche Variation.	Mittel des Luftdruckes aus 20 Jahren. Par. Linien	Mittlere Windrichtung.	Quantum der Niederschläge. Par. Linien
Januar	— 2,78°	2,4°	332,57	70°	8,11
Februar . . .	— 0,95	3,2	31,92	74	6,50
März	+ 1,27	4,2	31,82	86	8,40
April	6,04	5,7	31,16	94	11,06
Mai	10,45	6,0	31,56	84	14,81
Juni	13,05	5,4	31,57	93	23,87
Juli	14,34	5,7	31,71	85	20,61

[1]) Münchn. gel. Anz. XL. 2. p. 85.

Monat.	Temperatur. Vieljähriges Mittel.	Tägliche Variation.	Mittel des Luftdruckes aus 20 Jahren.	Mittlere Windrichtung.	Quantum der Niederschläge.
			Par. Linien		Par. Linien
August	14,08°	5,9°	331,84	77°	17,49
September . .	10,86	5,8	32,25	77	14,70
October . . .	6,94	4,7	32,19	62	10,85
November . .	2,39	2,8	31,83	70	9,93
December . .	— 0,83	1,9	32,70	79	10,00
Jahr	+ 6,24	—	31,94	79 (WSW.)	13,03 Zolle.

Erhaltung der Temperatur auf Stufen von 5° zu 5°.

Temperatur	Anzahl der Tage
Unter . . —10°	5
Zwischen —10° und — 5	15
- — 5 - 0	50
- 0 - + 5	88
- + 5 - + 10	75
- 10 - 15	97
- 15 - 20	34
Ueber. . . + 20	1

Niederste Temperatur —22,5° (22. Januar 1829 und 29. - 1830),

Höchste - +30,2° (5. Juli 1842).

Der Verfasser bemerkt, dafs der Regenmesser 100′ über dem Boden sich befindet, und nach 8monatlichen Beobachtungen (October 1853 bis Mai 1854) habe sich durch Benutzung eines zweiten am Boden aufgestellten Regenmessers herausgestellt, dafs der obere Regenmesser 129,47‴, der untere 163,40‴ angab, so dafs also die Angaben des oberen um $\frac{1}{4}$ zu klein gegen die des unteren sind. Diese Correction ist aber nicht zuverlässig, weil die zur Erlangung derselben benutzten Beobachtungsreihen zu kurz sind.

Der Witterungsbericht des Jahres 1854 erstreckt sich auf dieselben Elemente wie der vom Jahre 1853 in unserem vorjährigen Referate erwähnte. *Ku.*

P. Merian. Meteorologische Uebersicht des Jahres 1852. Verh. d. naturf. Ges. in Basel I. 68-70†.

— — Meteorologische Uebersicht der Jahre 1853 und 1854. Verh. d. naturf. Ges. in Basel I. 296-299†; Z. S. f. Naturw. VI. 309-309.

Die vorliegenden Uebersichten enthalten die Monatsmittel der Temperatur und ihre Abweichungen von dem langjährigen Mittel (1828-1848), die eingetretenen Temperaturextreme, allgemeine Mittel und Extreme des Barometerstandes, die Zahl der Tage mit Niederschlägen, Gewittern und Nordlichtern, den Pegelstand des Rheines an der Rheinbrücke im Mittel und für die einzelnen Monate und die Zahl der stattgehabten Ueberschwemmungen. Ueber die Menge der Niederschläge, die herrschenden Wind- und Bewölkungsverhältnisse und von dem Feuchtigkeitszustande der Atmosphäre finden sich in diesen Berichten keine Angaben.

Ku.

---

v. Möller. Ergebnisse der zu Hanau angestellten meteorologischen Beobachtungen für 1846 bis 1854. Jahresber. d. Wetterauer Ges. Jahrg. 1850-1851. p. 203-244†, Jahrg. 1851-1853. p. 173-174† mit 3 Tafeln, Jahrg. 1853-1855. p. 205-206† mit 1 Tafel.

Die meteorologischen Berichte des Hrn. v. Möller für 1846 bis 1850 enthalten für Luftdruck und Temperatur die allgemeinen Monatsmittel, dann jene für feste Beobachtungsstunden (7^h Morgens, 3^h, 7^h und 10^h Abends), die Extreme dieser Elemente, die Häufigkeit der verschiedenen Windgattungen und eine allgemein gehaltene Witterungsgeschichte eines jeden der Beobachtungsjahre unter Angabe aller besonderen Erscheinungen, welche in den betreffenden Jahren wahrgenommen wurden.

Die Beobachtungsresultate der übrigen Jahrgänge 1851 bis 1854 sind in Tabellen zusammengestellt, und lassen aus der Eleganz und klaren Uebersicht, mit welcher sie dargestellt wurden, auf die grofse Sorgfalt schliefsen, mit welcher Hr. v. Möller seine meteorologischen Aufzeichnungen und Berechnungen vornimmt. Seine Beobachtungen über Feuchtigkeits- und Ozongehalt der Luft hat der Verfasser bis jetzt noch nicht veröffentlicht; von

Aufzeichnungen über die Quantität der Niederschläge, sowie über die Stärke der Luftströmungen hat derselbe nichts in seinen Berichten erwähnt. *Ku.*

Einige Resultate aus meteorologischen Beobachtungen in Transkaukasien während der Jahre 1848 und 1849. Erman Arch. XIII. 497-508†; Z. S. f. Naturw. IV. 374-375†.

Diese Betrachtungsresultate sind einem Artikel der Zeitschrift „Kawkas" entnommen und enthalten die monatlichen Mittel von Temperatur, absolutem und relativem Dampfdruck der Luft, dann die Quantität Regen und Schnee aus den Jahren 1848 und 1849 für die Orte Tiflis, Redut Kale, Leukoran, Baku, Kutais, Schemacha, Schuscha, Alexandropol, Aralych und Derbent. *Ku.*

A. T. Kupffer. Observations météorologiques et magnétiques. Compte-rendu annu. d. l'observ. phys. centr. 1853. p. 22-59†.

Das vorliegende Werk enthält von p. 22-48 die Mittel der meteorologischen Beobachtungen des Jahres 1851 für die Stationen St. Petersburg, Catharinenburg, Barnoul, Nertchinsk, Sitka, Pékin, Bogoslovsk, Zlatoouste und Lougan, und es erstrecken sich dieselben ebenso wie die in den Ann. d. l'observ. etc. 1853 für das Jahr 1851 gegebenen Résumés auf den mittleren monatlichen und täglichen Gang des Druckes der Atmosphäre, auf den Druck der trockenen Luft, auf den monatlichen und täglichen Gang der Temperatur, des Dampfdruckes und des relativen Feuchtigkeitsgehaltes der Luft, ferner auf die in den einzelnen Monaten gefallenen Regen- und Schneemengen.

Der übrige Theil des Werkes enthält theils Uebersichten, theils Resultate von Beobachtungen verschiedener Stationen der russischen meteorologischen Anstalt, die sich entweder auf die Beobachtungsjahre 1852 und 1853 beziehen oder längere Reihen umfassen. Am Schlusse des Werkes ist eine Höhentabelle für 25 Punkte in der Nähe des Baikalsees mitgetheilt, die von Hrn. Meglitzky bestimmt worden sind. Von diesen Materialien wollen wir einige Resultate besonders hervorheben.

Die 27jährigen Beobachtungen von Krakau, von 1826 bis 1852, ergaben die folgenden Mittel.

Monat	Barometerstand bei 0°	Mittlere Temperatur
Januar . . .	27″ 5,665‴	— 3,84°
Februar . .	5,048	— 1,53
März	4,616	+ 1,52
April	4,181	6,62
Mai.	4,646	11,09
Juni	4,883	15,34
Juli.	4,872	15,03
August. . .	5,040	14,61
September.	5,541	11,27
October . .	5,498	7,23
November .	5,106	1,96
December .	5,900	— 1,48
Mittel	27″ 5,081‴	+ 6,40°

Regen und Schnee.

1850.	9,302	engl. Zoll
1851.	11,759	-
1852.	18,829	-

(In welchem Maafse die Barometerstände für Krakau angegeben sind, läfst sich aus den Mittheilungen der vorliegenden Schrift nicht ersehen. Dieselben scheinen nach dem alten Pariser Maafse ausgedrückt zu sein.)

Die von Hrn. Ardacheff von 1840 bis 1852 angestellten Temperaturbeobachtungen in Veliki-Oustoug (60° 45′ nördl. Breite und 43° 59′ Länge von Paris) ergeben die folgenden mittleren Resultate.

Januar .	— 12,2°	September	+ 6,9°	
Februar	— 10,1	October . .	+ 0,9	
März . .	— 7,6	November	— 4,6	
April . .	— 1,1	December	— 10,0	
Mai. . .	+ 5,3	Winter . .	— 10,8	Jahr — 0,5°.
Juni . .	+ 11,4	Frühling .	— 1,1	
Juli . . .	+ 14,3	Sommer .	+ 12,5	
August .	+ 11,8	Herbst . .	+ 1,1	

Niederste Monatstemperatur — 19,0° (Januar 1850),
Höchste - + 17,6 (Juli 1850).

Trotz seiner der Vegetation sehr ungünstigen Lage werden dennoch in den Umgebungen von Veliki-Oustoug die gewöhnlichen Getraidesorten cultivirt, und es gedeihen daselbst insbesondere der Roggen, die Gerste, der Hafer, ferner auch der Flachs. Die Kornernte fällt im Mittel auf die erste Hälfte, die Kartoffelernte tritt gegen die Mitte des Monats August ein.

Endlich ergeben die von Hrn. Manne von 1817 bis 1832 zu Taganrog (47°12′ nördl. Breite, 36°37′ östl. von Paris) angestellten Temperaturbeobachtungen etc. die folgende thermische Windrose für diesen Ort.

Monat.	N.		NO.		O.		SO.		S.		SW.		W.		NW.		Windstille.		Mittel der Temperatur für die 8 Winde.
Januar . .	— 9,0°	115	—5,4°	106	—3,2°	121	—1,4°	68	—0,9°	153	—3,1°	106	—6,5°	501	—8,5°	146	—2,3°	172	— 4,5°
Februar .	— 8,4	131	—4,4	106	—2,1	118	—0,9	48	—1,1	150	—2,6	75	—6,0	470	—8,1	124	—3,8	134	— 4,2
März . . .	— 1,7	79	—0,7	71	+1,0	109	+0,9	104	+1,4	142	+1,0	120	—1,3	523	—1,9	143	+0,4	194	— 0,2
April . . .	+ 3,7	64	+3,9	80	5,5	181	6,8	107	7,7	176	8,5	145	+7,4	426	+5,2	92	7,2	169	+ 6,1
Mai	11,3	44	11,2	108	11,3	207	11,9	118	13,0	245	13,7	162	12,4	388	11,3	56	13,3	160	12,4
Juni	13,8	74	14,3	137	15,2	306	15,5	155	16,3	226	17,1	85	16,6	262	15,5	53	16,1	142	15,5
Juli	16,5	92	17,0	122	17,2	409	18,3	125	18,7	151	18,7	112	18,8	255	17,9	62	17,6	157	17,9
August . .	15,3	116	15,6	94	17,9	204	17,0	132	18,5	156	18,5	115	18,0	379	17,5	103	18,2	190	17,2
September	9,9	122	10,7	97	11,2	235	13,3	63	14,6	122	14,1	81	13,1	497	11,6	90	12,5	130	12,3
October. .	5,1	90	6,5	66	6,2	169	9,0	43	8,9	117	6,3	109	6,8	587	5,5	104	7,4	203	6,9
November.	— 3,0	102	—0,2	86	+3,5	117	3,4	63	4,4	139	3,2	103	1,2	458	+0,3	123	2,4	246	1,6
December.	— 7,6	103	—3,3	59	+0,2	123	0,8	54	0,5	113	—0,2	99	—4,1	576	—6,5	131	—1,6	230	— 2,5
Mittel	+ 3,9°	1132	+5,4°	1132	+7,0°	1299	+7,9°	1080	+8,5°	1890	+8,0°	1311	+6,4°	5322	+5,0°	1230	+7,3°	2127	+ 6,5°

(Die zweite Columne in jeder Rubrik enthält die Zahl der betreffenden Windgattung, aus welcher das Temperaturmittel gefunden wurde.)

Die vorstehenden Zahlen enthalten in Bezug auf Taganrog sehr interessante Aufschlüsse, und es wäre zu wünschen, dafs derlei Beobachtungsresultate aus den für andere Orte gewonnenen Reihen ebenfalls berechnet würden. An diesem Punkte herrschen die Westwinde weit gegen die übrigen vor; sie erniedrigen die Wintertemperatur, begünstigen aber die Sommerwärme, während nach ihnen die Südwinde am häufigsten vorkommen, die zu allen Jahreszeiten Temperaturerhöhungen zu erzeugen scheinen, die Nord- und Nordwestwinde aber als die kältesten auftreten.

Die in Bezug auf den Gang des Luftdruckes in verschiedenen Gegenden Rufslands herrschende Uebereinstimmung hat Hr. KUPFFER einer näheren Untersuchung unterzogen. Es zeigen nämlich die langjährigen Beobachtungen, dafs in ganz Sibirien und zu Peking der mittlere Barometerstand im Sommer niedriger als im Winter ist, während eine solche Regelmäfsigkeit aus den Petersburger Beobachtungen, sowie aus allen jenen des westlichen Europas sich nicht wahrnehmen läfst. Um diese auffallenden Verschiedenheiten näher deuten zu können, wurden durch Hrn. TOUMACHEFF die 10jährigen Barometerbeobachtungen Petersburgs (1841 bis 1850) in folgende Gruppen zusammengestellt.

	I.	II.	III.	IV.
Winter	613,33	621,74	582,81	567,40
Frühling	610,07	614,51	584,74	574,58
Sommer	605,72	609,62	588,48	581,73
Herbst	611,51	615,92	584,50	578,60

Diese Zahlen, welche die auf $13\frac{1}{8}$° R. reducirten in halben englischen Linien ausgedrückten Barometerstände bedeuten, von welchen ferner die Spalte I. die Mittel aller barometrischen Maxima während einer Jahreszeit, die in II. enthaltenen Zahlen die Mittel aus dem mittleren Barometerstand einer jeden Jahreszeit und den zehn gröfsten Werthen eines jeden Monats der 10jährigen Beobachtungsperiode enthalten, die Spalten III. und IV. auf ähnliche Weise wie die I. und II. sich ergeben haben, wobei man aber die barometrischen Minima statt der Maxima genom-

men hat, zeigen, dafs, wenn die Minima aufser Rücksicht kommen, der Luftdruck im Winter am gröfsten ist, von dieser Jahreszeit bis zum Sommer fortwährend abnimmt, hier am kleinsten wird, und von da an bis zum Winter, wo er sein Maximum erreicht, eine fortwährende Zunahme erfährt. Die Spalten III. und IV. aber zeigen den umgekehrten Gang, woraus also hervorgehen möchte, dafs in den Winter- und Frühlingsmonaten die Schwankungen des Luftdruckes gröfser und von gröfserer Zahl sind als jene der Sommermonate, und durch diese der gesetzmäfsige Gang des Luftdruckes verdeckt wird. *Ku.*

F. Wagner. Aus den im Jahre 1854 angestellten meteorologischen Beobachtungen des physikalischen Vereins zu Frankfurt a. M. gewonnene Ergebnisse. Jahresber. d. Frankfurt. Ver. 1853-1854 Tafel; Z. S. f. Naturw. V. 317-317†.

Die Witterungsbeobachtungen des Hrn. Wagner im Jahre 18$\frac{5}{5}\frac{3}{4}$ erstrecken sich auf Barometer- und Thermometerstand, Direction der Winde und die Zahl der Tage mit Niederschlägen. Unter dem Titel „Besondere Ereignisse" werden in diesen Ergebnissen noch folgende Angaben gemacht. „Am 8. April ein prachtvolles seltenes Phänomen; das Wetter war, wie in den letzten Tagen, ausgezeichnet schön etc. Der Halbmond strahlte silberhell; da entstand plötzlich um 9$\frac{1}{2}$ Uhr um einen weiten, tief blauen Kreis, dessen Mittelpunkt der Mond bildete, ein Nebelring, der etwa eine Stunde andauerte. Der Durchmesser des Ringes (eines ungeheuren Hofes) mochte über 40 Himmelsgrade betragen haben. Am 15. Juli 9^h $7'$ eine Feuerkugel von der Gröfse des Jupiter, fahrend vom Zenith nach NO., von 3 Secunden Dauer, dann zerplatzend. Am 4. August Nachmittags 2$\frac{1}{2}$ Uhr in SW. eine Wasserhose. Aus einer dunklen Gewitterwolke senkte sich ein schwarzer, in zwei Winkeln gebogener Streifen zur Erde, dessen dickeres Ende mit der Wolke in Verbindung stand, während die Spitze sich nach dem Boden senkte; in den Winkeln fing der Streifen an aufzuschwellen; man bemerkte eine

kochende, rauchende Bewegung in derselben; gleichzeitig fielen dicke Regentropfen etwa eine Minute lang. Der Streifen theilte sich in den Winkeln, die obere Hälfte zog sich der dunkeln Wolke zu, das spitze Ende hielt sich noch mehrere Minuten sichtbar. Im Westen wurde der Himmel hell." *Ku.*

Lautour. Observations recueillies à Damas, en 1853. C. R. XXXVIII. 559-560†; Inst. 1854. p. 107-107.

Diese Mittheilung enthält die monatlichen Mittel der Temperatur zu festen Stunden (7^h Morgens, 2^h Abends und 7^h Abends), die allgemeinen Monatsmittel und die Zahl der Regentage im Jahre 1853. Aus dem den Beobachtungen beigefügten Résumé geht hervor, dafs das Jahresmittel der Temperatur zu Damas im Jahre 1853 14,4° C. war; die höchste Temperatur war 33,6° C. (20. und 21. August), und vom 12. Mai bis zum 14. September zeigte um 2^h Abends das Thermometer jeden Tag mindestens 24,0° C. Die niederste Temperatur wurde im Januar (?) mit + 1,6° C. beobachtet. Der Regen beschränkte sich auf die Monate October und April, zählte im December 6 Tage starker und 4 Tage geringer Niederschläge, im April im Ganzen nur 4 Tage. *Ku.*

Le Verrier. Résumé des observations de la pression barométrique et de la température, faites à l'observatoire impérial de Paris pendant les mois de Janvier, Février, Mars et Avril 1854. C. R. XXXVIII. 797-799†, 817-820†; Cosmos IV. 531-532*; Ann. d. chim. (3) XLI. 207-210; Inst. 1854. p. 149-149*.

Laugier. Remarques à l'occasion de cette communication. C. R. XXXVIII. 799-800†; Cosmos V. 532-532*; Ann. d. chim. (3) XLI. 210-211; Inst. 1854. p. 149-149*.

Die vorliegenden beiden Vorträge der Herren Le Verrier und Laugier haben eigentlich weniger allgemeines als locales Interesse. Da aber die Beobachtungen, welche der Gegenstand

der Discussion der Verfasser waren, Temperaturangaben enthalten, die auf zwei verschiedene Weisen erhalten wurden, so müssen wir uns bewogen finden, wenigstens diese Beobachtungen im Allgemeinen hier zu erwähnen. Die Angabe der Temperatur geschah in den Monaten Januar, Februar, März und April, von welchen Monaten hier allein nur die Rede ist, theilweise mittelst zweier Thermometer, von denen das eine wie gewöhnlich aufgestellt und gehandhabt wurde (thermomètre extérieur fixe et corrigé), das andere aber (thermomètre extérieur tournant) so eingerichtet ist, dafs es in Drehung versetzt werden kann, und das Ablesen der Temperatur erst nach stattgehabter Rotation vorgenommen wird. Die Angaben des letzteren Thermometers werden nun am Tage etwas niedriger, bei Nacht etwas höher ausfallen als die der anderen, wie diefs schon an einer anderen Stelle unserer Referate erörtert wurde. Dennoch stimmen aber die Angaben dieser beiden Thermometer für 12^h Mittags sehr nahe überein, während jener Umstand nur für die Stunden 9^h Morgens, 3^h Abends und 9^h Abends aus den Beobachtungen wahrgenommen werden kann. Es läfst sich also wohl vermuthen, dafs durch zufällige Bestrahlung das fixe Thermometer während des Tages afficirt werde, und deshalb seine Angaben zu hoch ausfallen. Um hierüber entscheiden zu können, haben wir die Temperatur für 12^h Mittags so gruppirt, dafs jene bei heiterem Himmel beobachteten die eine, die bei trübem oder bedecktem Himmel aber die andere Gruppe bilden. Diese Zusammenstellung ist folgende.

Thermometerangaben für 12 Uhr Mittags

bei heiterem Himmel.		bei bedecktem Himmel.	
Fixes Therm.	Rot. Therm.	Fixes Therm.	Rot. Therm.
7,3° C.	7,1° C.	12,9° C.	13,0° C.
9,7	9,2	14,1	14,2
9,4	10,1	16,5	16,5
10,4	11,1	13,5	14,0
8,8	8,5	13,1	13,0
15,6	15,4	10,6	10,4
13,0	12,9	7,4	7,7
15,5	15,4	6,8	6,7
16,8	17,3	3,0	3,4
7,5	7,6	5,9	5,9
5,7	5,6	8,6	9,0
7,6	7,3	8,5	8,0
14,3	14,4	7,9	8,0
12,6	12,0	12,0	12,5
12,0	12,1	16,5	16,5
15,5	15,3	14,3	14,5
16,1	16,4	13,7	13,8
11,2	11,1	12,5	12,5
17,9!	18.5	18,4	18,1
16,4	16,3	14,3	14,8
18,3	18,3	17,9	16,9
19,1	19,0	10,9	9,6
18,1	18,0	8,1	7,9
19,8	19,5	7,3	7,1
18,7	18,7	9,4	9,5
19,9	19,8	11,7	11,5
20,2	20,5	8,2	7,5
20,0	20,1	8,9	9,0
21,4	21,9	13,3	13,3
Mittel 14,44° C.	14,46° C.	11,22° C.	11,20° C.

Hieraus ersieht man, dafs zwar die Uebereinstimmung beider Thermometer nicht in allen einzelnen Fällen stattfindet, sondern dafs zuweilen das fixe, zuweilen das drehbare Thermometer die höheren Angaben liefert; aber es kommt dieses bei irgend

zweien übereinstimmenden Thermometern, die in verschiedenen Luftschichten neben einander aufgehängt sich befinden, ebenfalls vor. Die Uebereinstimmung im Mittel ist jedoch so nahe, dafs man die noch stattfindenden Differenzen füglich als Beobachtungsfehler ansehen kann; es dürfte also wohl hieraus entnommen werden, dafs im Allgemeinen ein fixes und ein drehbares Thermometer unter sonst gleichen Umständen gleiche Angaben liefern müssen. Anderes findet sich aber, wenn man die Monatsmittel der genannten Beobachtungen für alle Beobachtungsstunden zusammenstellt. Diese Mittel sind nämlich folgende.

	9h Morgens			12h Mittags		
	Fixes Therm.	Rot. Therm.	Differenz	Fixes Therm.	Rot. Therm.	Differenz
März.	6,89°	6,75°	0,14°	10,24°	10,28°	—0,04°
April.	11,91	11,76	0,15	15,07	15,03	+0,04
Mai.	12,91	12,83	0,08	14,92	14,84	+0,08
Mittel	10,57°	10,45°	0,12°	13,41°	13,38°	+0,03°

	3h Abends			9h Abends		
März.	12,22°	11,95°	0,27°	7,37°	7,33°	+0,04°
April.	16,40	16,10	0,30	11,88	12,14	—0,26
Mai.	16,05	15,73	0,32	11,82	12,21	—0,39
Mittel	14,89°	14,59°	0,30°	10,36°	10,56°	—0,20°

Diese Zahlen zeigen also, dafs das fixe Thermometer Morgens 9h und Nachmittags 3h höhere Angaben, Abends 9h aber niederere Angabe liefert als das drehbare. *Ku.*

C. Smallwood. Meteorogical report for 1852. Athen. 1854. p. 442-442†.

Aus diesem Berichte, der sich auf die mittleren Resultate der gewöhnlichen meteorologischen Elemente im Jahre 1852 und ihre 9jährigen Abweichungen für Lower Canada (45°32′ nördl. Br., 73°36′ westl. L. von Greenw.) beschränkt, heben wir blofs die von Hrn. Smallwood gemachte Bemerkung heraus, vermöge welcher der Ozongehalt der Luft abnehmen soll, wenn die Luftelektricität zunimmt, und dafs die Verschiedenheit der Schneekrystalle

mit dem elektrischen Zustande der Atmosphäre in Zusammenhang stehen soll. *Ku.*

C. SMALLWOOD. On meteorogical observations made a St. Martins, Canada East, lat. 45° 32′ N., long. 73° 36′ W., 118 feet above the level of the sea. Athen. 1854. p. 690-690†.

Enthält eine allgemeine vergleichende Darstellung der Witterungsverhältnisse von St. Martins, Toronto und Quebec für die Kälteperiode am Schlusse des Jahres 1853 und am Beginne des Jahres 1854 mit den um dieselbe Zeit stattgehabten Zuständen in England. *Ku.*

GLAISHER. Annual report of the meteorogical Society. Athen. 1854. p. 690-691†.

Diese Notiz enthält Allgemeines über den Gang und die Fortschritte der meteorologischen Forschungen in England, über die dort angestellten Beobachtungen und die Instrumente, mit welchen die Stationen ausgestattet sind. Auch nach Madrid wurden Instrumente versendet, um die Beobachtungen in Spanien in gedeihlicher Weise vornehmen zu können. Bei der Auswahl der Stationen in Spanien wurde besonders beachtet, dafs durch längere Reihen die Land- und Seewirkungen bemerkbar gemacht werden können, und es wurden daher 5 Stationen an der Calabrischen Küste, 6 Stationen ausgewählt, die dem Einflusse des mittelländischen Meeres ausgesetzt sind, 3 im Thale von Tagus, 3 im Thale vom Guadalquivir, 1 in Palma und Majorka und die übrigen im Binnenland, so dafs im Ganzen 23 Stationen durch das von dem Madrider Meteorologen DON MANUEL RICO DE SINOBAS eingerichtete meteorologische System auf Spanien vertheilt sind, und durch die bereits angebahnte Verbindung mit Frankreich so das europäische meteorologische Netz um nicht Unbedeutendes durch diese neue Einrichtungen erweitert wurde. *Ku.*

H. Pool. On the climate of Nova Scotia. Athen. 1854. p. 1271-1271†; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 35-46.

Die Abhandlung des Hrn. Pool enthält die mittleren Resultate der Beobachtungen in Minen von Neuschottland. Der Verfasser erörtert aufserdem, dafs für die klimatischen Verhältnisse von Neuschottland eine neue Ordnung der Jahreszeiten geboten sei, da der Winter sich weit hinaus über den Frühling erstrecke, und der Sommer durch den frühen Eintritt des Herbstes bedeutend abgekürzt werde. *Ku.*

J. Drew. Continuation of remarks on the climate of Southampton. Athen. 1854. p. 1271-1271†; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 29-30†.

Während der frühere Bericht des Verfassers (Rep. of Brit. Assoc. 1851) sich auf die Resultate der zu dreien Tagesstunden von 1848 bis 1850 angestellten Beobachtungen erstreckt, so enthält der gegenwärtige die Beobachtungsresultate für 1851 bis 1853. Da der Verfasser aus seinen dreistündigen Beobachtungen zu den Stunden 9^h Morgens, 3^h Abends und 9^h Abends dieselben Mittel für Temperatur, Luftdruck und Feuchtigkeit erhielt, wie diese aus dem arithmetischen Mittel der beiden täglichen Extreme sich ergeben, so hat er in den letzten Jahren zur Herstellung der mittleren Resultate aller meteorologischen Elemente nur mehr die um 9^h Morgens angestellten Beobachtungen, sowie die Extreme dieser Elemente benutzt, und mit Hülfe derselben fünf Tafeln entworfen, welche das Mittel der Beobachtungen um 9^h Morgens, die monatlichen Mittel, den monatlichen Gang und die Extreme enthalten. Ferner zeigt Hr. Drew, wie die von Glaisher für irgend eine englische Station zur Bestimmung der mittleren Jahrestemperatur angegebene Formel für die mittlere Temperatur von Southampton eine Zahl liefert, die mit der aus den besten Beobachtungen berechneten sehr nahe übereinstimmt. Ist nämlich die mittlere Temperatur von Greenwich $= t$, die geographische Breite dieses Punktes $= \varphi$, die mittlere Temperatur irgend eines Ortes in England $= t'$, die Breite dieses Ortes $= \varphi'$, seine Meereshöhe $= h$, so soll nach Glaisher's Berechnung sein

$$t' = t + 0{,}9^{\circ}(\varphi - \varphi') - 0{,}00345^{\circ} \cdot h,$$

worin h in englischen Fuſsen und t, t' in Fahrenheit'schen Graden angegeben werden.

Die letzte der erwähnten Tafeln (Taf. V) ist als Fortsetzung der Taf. VI des Berichtes für 1851 zu betrachten; sie enthält eine vergleichende Uebersicht der Klimate von Falmouth, Stone, York und Southampton, von welchen die erste dieser eben genannten Städte die südlichste, die zweite beiläufig in der Mitte des südlichsten Theiles von England, die dritte im Binnenlande und weit gegen Norden, und die vierte endlich eine Küstenstation ist.

Ku.

T. Rankin. On the meteorology of Huggate, Yorkshire Wolds. Athen. 1854. p. 1272-1272†; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 34-34.

Die Mittheilungen des Hrn. Rankin enthalten auſser den gewöhnlichen meteorologischen Resultaten der zu den Tagesstunden 9^h Morgens und 2^h Abends angestellten Beobachtungen des Jahres 1854 noch Betrachtungen über die Verbreitung der Stürme in England und über die Abhängigkeit der Temperatur von der Höhe eines Ortes über dem Meere. *Ku.*

Glaisher. On the extraordinary meteorogical period of the past three months in connexion with the remarkable weather at the beginning of this year. Athen. 1854. p. 153-153†.

Hr. Glaisher hat in diesem Berichte eine sehr interessante vergleichende Darstellung des Ganges aller Witterungselemente, sowie der stattgehabten auſserordentlichen Erscheinungen für die Monate October, November, December 1853 und Januar 1854, wie sie an 60 englischen Stationen beobachtet wurden, geliefert. Am Schlusse dieses Berichtes bemerkt Hr. Glaisher, daſs es in einzelnen Fällen gelungen ist, brauchbare Copieen von Niederschlägen, die in Form von Reif vorkamen, auf photographischem Wege anzufertigen. *Ku.*

L. SCHRENK. Bericht über eine Reise von Portsmouth bis Rio de Janeiro. Bull. d. St. Pét. XII. 361-368; Z. S. f. Naturw. IV. 123-124†.

Dieser Bericht enthält die vom Hrn. SCHRENK angestellten regelmäfsigen Beobachtungen über Temperatur, Dunst- und Luftdruck und andere meteorische Erscheinungen, welche auf der Fahrt von Portsmouth nach Rio de Janeiro zwischen 30° 51′ nördlicher und 2° 39′ südlicher Breite und innerhalb einer östlichen Länge von 24 - 28° (?) aufgezeichnet wurden. *Kn.*

BUYS-BALLOT. Erläuterung einer graphischen Methode zur gleichzeitigen Darstellung der Witterungserscheinungen an vielen Orten, und Aufforderung der Beobachter das Sammeln der Beobachtungen an vielen Orten zu erleichtern. Pogg. Ann. Erg. IV. 559-576†.

Der durch seine rastlose und aufopfernde Thätigkeit für Forschungen im Gebiete der Meteorologie bekannte Verfasser bringt hier eine Methode in Vorschlag, die zwar, wie er selbst sagt, nicht neu, und in Amerika schon mehrfach seit längerer Zeit theilweise angewendet worden ist; aber Erläuterungen für diese Methode, um sie für alle Witterungselemente in gleich vortheilhafter Weise anzuwenden, sind bis jetzt in der Art, wie sie Hr. BUYS-BALLOT in der vorliegenden Abhandlung mit so klarer Darstellung den Meteorologen zu ihrem Gebrauche unterbreitet, unseres Wissens bis jetzt noch nie so vollständig gegeben worden. Zur Erläuterung dieser Methode zeigt der Verfasser

I. Wie man historisch und rationell zu derselben gelangt ist.
II. Worin sie eigentlich sich von den älteren unterscheidet, in einem Beispiele verdeutlicht.
III. Dafs es wünschenswerth und möglich sei, sie auf die ganze Erde auszubreiten.
IV. Welche Fehler noch an der Veröffentlichungsweise der meteorologischen Beobachtungen zu entfernen sind, um dazu leicht gelangen zu können.
V. Wie diese Fehler leicht zu beseitigen seien.

Da es kaum möglich ist, einen Auszug aus der vorliegen-

den Abhandlung so wiederzugeben, daſs das Lesen derselben hierdurch ersetzt werden könnte, so müssen wir uns auf die vorstehenden Andeutungen hier beschränken, und sprechen zum Schlusse noch den Wunsch aus, daſs die groſsen Bemühungen des Hrn. Buys-Ballot, durch welche derselbe auf eine Centralisation der meteorologischen Beobachtungen schon seit Jahren hinwirkt, durch ein glückliches Gelingen derselben einigermaſsen belohnt werden mögen. *Ku.*

C. Kuhn. Ueber das Klima von München. p. 3-65†. München 1854; Z. S. f. Naturw. V. 137-141*.

Es kann nicht die Absicht des Berichterstatters sein, die vorliegende Abhandlung, welche er zum Zwecke eines öffentlichen Vortrages bearbeitete, einer näheren Auseinandersetzung zu unterstellen; vielmehr möchte seine Aufgabe lediglich darin zu bestehen haben, den Weg anzugeben, welchen er bei Untersuchung der klimatischen Verhältnisse der Umgebung von München eingeschlagen hat, und dabei diejenigen Resultate hervorzuheben, welche von allgemeinerem Interesse erscheinen dürften. Als Grundlage dieser Arbeiten dienten vorzugsweise die an der Königlichen Sternwarte bei München regelmäſsig angestellten Beobachtungen; nur für einige Erörterungen wurden die vom Berichterstatter seit dem Ende des Jahres 1849 im physikalischen Cabinete des Cadettencorps zu München fortgeführten meteorologischen Aufzeichnungen benutzt, die zwar eine durch wenige Lücken unterbrochene Reihe bilden, aber deshalb bei diesen Untersuchungen groſsentheils ausgeschlossen blieben, weil sie einmal auf eine zu kleine Epoche sich erstrecken, ferner weil die Beobachtungsstunden nur auf die Zeit von 6 Uhr Morgens bis 6 Uhr Abends fallen, und endlich weil die mit so groſser Sorgfalt und Umsicht geleiteten Beobachtungen unserer Sternwarte zu unzweifelhaften Thatsachen und sicheren Resultaten führen müssen.

Die sämmtlichen zu Gebote gestandenen Beobachtungsreihen wurden zur Festsetzung der normalen Verhältnisse des Witterungsganges der Umgebung Münchens berechnet, und man er-

hielt auf diese Weise die 8 Tabellen des Anhanges dieser Abhandlung, welche zum gröſsten Theile die Resultate enthalten, auf die sich jene Besprechungen beziehen, die ausschlieſslich dem Münchener Klima gewidmet sind.

Da der Gang der Wärme bei Beurtheilung der klimatischen Verhältnisse einer Gegend das Hauptmoment bildet, so wurde jenem zunächst bei Berechnung der Beobachtungen die gröſsere Sorgfalt zugewendet. Die Resultate der in dieser Beziehung angestellten Rechnungen sind auf p. 56 und 57 des Anhanges und in den Tabellen I., II. 1, II. 2 und II. 3 enthalten. Die Tab. I. enthält den Gang der Temperatur in 10tägigen Mitteln von 2 zu 2 Stunden während des ganzen Jahres, die allgemeinen 10tägigen Mittel, wobei die Beobachtungen, welche auf die Tageszeit fallen, von denen der Nachtzeit geschieden sind, die Differenzen der Tages- und Nachtmittel, dann die Quotienten aus den Differenzen der Tages- und Nachtmittel, getheilt durch die zugehörige Erwärmungsdauer — diese für eine Zeit von je 10 Tagen an jedem dieser Tage von derselben Gröſse angenommen —. Diese Tabelle wurde mittelst der vollständigen Beobachtungsreihen von 1841 bis 1847 hergestellt. — Tab. II. 1 enthält mittelst zweistündiger Beobachtungen den täglichen Gang der Temperatur von 6^h Morgens bis 8^h Abends für alle Monate und Jahreszeiten, sowie die allgemeinen Mittel dieser Zeitabschnitte aus 13jährigen Reihen berechnet. Tab. II. 2 und II. 3 bietet mittelst 2stündiger Beobachtungen eine Uebersicht über den vollständigen täglichen Gang der Temperatur in jedem Monate und in jeder Jahreszeit; sie läſst die allgemeinen Tagesmittel und Nachtmittel, sowie deren Unterschiede für jeden Monat erkennen, und giebt endlich die Aenderungen der Temperatur im Laufe des Jahres zu erkennen. Bei ihrer Berechnung wurden dieselben Reihen benutzt wie für Tab. I. Bei Untersuchung der Aenderungen der täglichen Temperatur in jedem Monate wurden bloſs die auf die Tageszeit fallenden Beobachtungen in Rechnung gezogen, die Nachtbeobachtungen aber ausgeschlossen. Sie wurden dadurch bestimmt, daſs man die Quadrate der Differenzen aller einzelnen Tagesmittel für jeden Monat bildete, und die Summe dieser Quadrate, getheilt durch die Anzahl derselben, gab

die mittlere tägliche Aenderung für den betreffenden Monat. Einige Resultate dieser Rechnungen sind nun folgende.

1) In der Umgebung von München zeigt im normalen Zustande der Gang der täglichen Temperatur fünf Perioden von verschiedener Dauer, von welchen die auf jede solche Periode fallenden Tage nahezu gleichen Gang der Erwärmung haben. Es ist

die Dauer der ersten Periode vom 7. December bis 9. Februar, ihre mittlere Tagestemperatur . . . . — 2,49° (Winterzeit)

die Dauer der zweiten Periode vom 10. Februar bis 11. März, ihre mittlere Tagestemperatur . . . . + 0,08 (Winterzeit)

die Dauer der dritten Periode vom 12. März bis 10. Mai, ihre mittlere Tagestemperatur . . . . + 6,71 (Frühling)

die Dauer der vierten Periode vom 11. Mai bis 17. September, ihre mittlere Tagestemperatur . . . . +14,60 (Sommer)

die Dauer der fünften Periode vom 18. September bis 6. December, ihre mittlere Tagestemperatur . . . . + 6,29 (Herbst).

2) Die Temperaturschwankungen in diesen einzelnen Perioden fallen innerhalb der folgenden Gränzen:

in der ersten Periode schwankt die Temperatur zwischen . . . . —12,0° und + 7,0°

in der zweiten Periode schwankt die Temperatur zwischen . . . . — 9,5 - + 9,5

in der dritten Periode schwankt die Temperatur zwischen . . . . — 2,8 - +16,5

in der vierten Periode schwankt die Temperatur zwischen . . . . + 4,0 - +25,0

in der fünften Periode schwankt die Temperatur zwischen . . . . — 4,4 - +17,0.

3) Die Aenderungen der täglichen Temperatur zeigen im Laufe des Jahres zwei gröfste und zwei kleinste Werthe; das erste Maximum fällt auf den Monat Januar, das zweite auf Juli;

das erste Minimum zeigt der April, das zweite der Monat August. Die Aenderungen im Herbste und Winter sind aber weit stärker als jene des Sommers; im Frühling sind sie am geringsten.

4) Der Gang der Temperatur während des Tages ist von dem der Nacht im Allgemeinen verschieden. Am gröfsten fällt diese Verschiedenheit in den Frühlings- und Sommermonaten aus, während dieselbe in den Herbst- und Wintermonaten nicht sehr beträchtlich ist.

5) Will man den täglichen Gang der Temperatur für irgend eine Periode mit nahezu unveränderlichem Wärmegang aufsuchen, so ist es nothwendig hierzu nur solche Beobachtungen zu benutzen, die für eigentliche Tagesstunden (für die Zeit innerhalb des Sonnenauf- und Unterganges) gehören, und dabei so weit als möglich alle Umstände zu berücksichtigen, welche auf die Erwärmung der Luft durch den Boden Einflufs haben. Es wurde daher in der vorliegenden Arbeit bei Untersuchung des täglichen Ganges der Temperatur der folgende Weg eingeschlagen [1]. Bedeutet h zu irgend einem Zeitpunkte die Höhe der Sonne über dem Horizonte und k eine unbekannte Constante, so kann $k \sin h$ die Gröfse der Erwärmung der Erdoberfläche durch Einwirkung der Sonnenstrahlen in der Zeiteinheit ausdrücken. Ein Theil dieser Wärme nun dringt in die Erdrinde selbst ein, während ein anderer die in der Nähe der Erdoberfläche befindlichen Luftschichten erwärmt. Wenn nun der erstgenannte Theil für die Zeiteinheit p beträgt, ferner am Zeitpunkte z (die Stunde als Einheit angenommen) die Temperatur der Erdoberfläche gleich T', jene der Luftschichten in der Nähe der letzteren gleich T und q eine unbekannte Constante ist, so kann man denjenigen Theil Wärme, welchen die Luft aufgenommen hat, gleich $q(T'-T)$ setzen. Die Erwärmung der Erdoberfläche beträgt daher für das unendlich kleine Zeittheilchen dz

$$(1) \qquad d.T' = [k \sin h - q(T'-T) - p]\, dz.$$

Beträgt nun die beim Durchgange der Sonnenstrahlen durch

[1]) Lamont. Darstellung der Temperaturverhältnisse an der Oberfläche der Erde. Münchn. Abh. XVI.

die Atmosphäre stattfindende Absorption n_1, die Summe der Verluste an Wärme, welche die Luft durch die verschiedenartigen Einflüsse erfährt, für die Zeiteinheit n_2, so hat man für die Erwärmung der Luft während der Zeit dz

$$(2) \qquad d.T = [(n_1 - n_2) + q(T' - T)]\, dz.$$

Aus (1) und (2) ist daher

$$(3) \qquad d.T + d.T' = [k \sin h + (n_1 - n_2 - p)]\, dz.$$

Bedeutet δ die Declination der Sonne zu dem beobachteten Zeitpunkte, φ die Polhöhe des Beobachtungsortes, ψ den Stundenwinkel (vom wahren Mittage an gerechnet), so hat man

$$(4) \qquad \sin h = \sin \delta \sin \varphi + \cos \delta \cos \varphi \cos \psi.$$

Führt man diesen Werth in (3) ein, und berücksichtigt, dafs

$$\psi = \frac{\pi z}{12} = mz,$$

also

$$d.z = \frac{d\psi}{m}$$

ist, so wird

$$d.T' + d.T = \frac{k}{m} (\sin \delta \sin \varphi + \cos \delta \cos \varphi \cos \psi)\, d\psi + \frac{n_1 - n_2 - p}{m}\, d\psi.$$

Bezeichnet C den Anfangswerth des Integrales des vorstehenden Ausdruckes, so findet man

$$(5) \qquad T + T' = C + \frac{1}{m}(n_1 - n_2 - p + k \sin \delta \sin \varphi)\psi + \frac{k}{m} \cos \delta \cos \varphi \sin \psi,$$

oder auch

$$T + T' = C + fz + g \sin mz,$$

wenn man

$$n_1 - n_2 - p + k \sin \delta \sin \varphi = f, \quad \frac{k \cos \delta \cos \varphi}{m} = g, \quad \psi = mz$$

setzt und für den betrachteten Zeitabschnitt δ als constant ansieht. Aus Gleichung (2) ist aber

$$(6) \qquad T' - T = \frac{1}{q} \cdot \frac{d.T}{dz} - \frac{n_1 - n_2}{q}.$$

Man erhält durch Verbindung der Gleichungen (5) und (6), wenn

man zugleich die constanten Coëfficienten der neuen Gleichung durch E, F und G bezeichnet,

$$2qTdz + d.T = Edz + Fzdz + Gdz \sin mz,$$

und hieraus

$$(7) \quad T = C_1 e^{-2qz} + \frac{2qE - F}{4q} + \frac{F}{4q^2} z + \frac{2qG}{4q^2 + m^2} \sin mz - \frac{Gm}{4q^2 + m^2} \cos mz,$$

worin C_1 die Constante der Integration bedeutet.

Setzt man nun in Gleichung (7)

$$e^{-2qz} = 1 - (2qz) + \frac{(2qz)^2}{1.2} - \frac{(2qz)^3}{1.2.3} + \text{etc.},$$

ordnet die hierdurch erhaltene Gleichung, und berücksichtigt sodann nur jene Glieder, welche mit $(qz)^1$ behaftet sind, so erhält man einen Ausdruck von der Form

$$T = a + bz + c_1 \cos mz + c_2 \sin mz,$$

den man auch in

$$(\text{I}) \quad T = a + bz + c \cos (mz + u)$$

umwandeln, und der dazu benutzt werden kann, um den Gang der täglichen Temperatur in jedem Zeitabschnitte zu bestimmen, wenn man a, b und c in der Weise bestimmt, dafs die Zählung der Zeit vom Sonnenaufgange an vorgenommen wird.

Unter Benutzung der in Tabelle I. enthaltenen Werthe und unter Anwendung der bekannten Ausgleichungsmethoden ergeben sich nun aus Gleichung (I) die nachstehenden Gesetze:

$$T = -3{,}728^\circ + 0{,}726^\circ z + 4{,}611^\circ \cos (mz + 189^\circ 35'),$$

$$T = +8{,}4212^\circ + 0{,}7833^\circ z + 3{,}6891^\circ \cos (mz + 353^\circ 58),$$

von welchen das erste für die erste Periode (7. December bis 9. Februar), das zweite für die vierte Periode (11. Mai bis 17. September) den täglichen Gang der Temperatur in der Umgebung Münchens näherungsweise ausdrücken soll.

Um nun den Zusammenhang der klimatischen Temperatur mit den übrigen Witterungselementen kennen zu lernen, wurde der tägliche Gang des Dunstdruckes in allen Monaten und Jah-

reszeiten (Tab. III. 1 und III. 2) aus vollständigen Beobachtungsreihen berechnet, ebenso der Gang des Luftdruckes während des Tages und der Nacht (Tab. IV. 1 und IV. 2) aufgesucht und mittelst der bekannten Interpolationsgesetze für alle Zeitabschnitte dargestellt, sowie die täglichen und monatlichen Aenderungen des Luftdruckes zu erläutern gesucht (IV. 3), ferner, so weit die Beobachtungen hierzu ausreichten, der Gang der Bewölkung (Tab. V. 1 und V. 2), die Vertheilung der Tage mit Niederschlägen und die Menge der letzteren für die einzelnen Zeitabschnitte sowie der Zusammenhang der Niederschläge mit den herrschenden Winden berechnet (Tab. VI. 1 bis VI. 6), endlich, in ähnlicher Weise wie für die eben genannten Elemente, der Gang der Windstärke, die Vertheilung und Frequenz der Windgattungen für die verschiedenen Jahreszeiten (Tab. VII. 1 bis VII. 6) und die einer jeden Windgattung zukommende Temperatur (Tab. VIII.) der Untersuchung unterworfen, und aufserdem die theils aufserordentlichen, theils localen Erscheinungen so weit als thunlich berücksichtigt. Diefs waren nun die Hülfsmittel, welche der Verfasser benutzte, um die klimatischen Verhältnisse Münchens zu erörtern, und die, wie bereits erwähnt, die Grundlage aller jener Erläuterungen ausmachten, die sich ausschliefslich auf das Klima Münchens in seiner Abhandlung beziehen.

Zum Schlusse fügen wir hier noch einige der Resultate bei, die sich aus den im Anhange enthaltenen Erörterungen ziehen lassen.

1) In Beziehung auf den Luftdruck zeigt es sich, dafs die Aenderungen desselben (die in ähnlicher Weise erhalten wurden wie jene der Temperatur) vom Herbste gegen die Wintermonate hin zunehmen, im Februar ihr Maximum erreichen, gegen die Frühlings- und Sommermonate hin aber abnehmen, und im August am kleinsten sind; die der Monate Mai und September sind nahezu von gleicher Stärke. Der Gang des Luftdruckes im Laufe des Jahres läfst sich, wenn nx den vom 1. Januar an gerechneten Zeitpunkt bedeutet, durch den Ausdruck darstellen:

$$\begin{aligned} B_n = 317{,}262''' &+ 0{,}4771''' \sin(nx + 188^\circ\, 19') \\ &+ 0{,}8936''' \sin(2nx + 154^\circ\, 33') \\ &+ 0{,}0143''' \sin(3nx + 135^\circ\, 36'), \end{aligned}$$

so dafs man hieraus mit grofser Annäherung den Luftdruck für jeden Monat im Mittel berechnen kann.

2) Was den Gang der Bewölkung betrifft, so finden wir, dafs derselbe unter sonst gleichen Umständen vom Sonnenstande und von den herrschenden Winden abhängig ist. Die Bewölkung ist in den Monaten October bis Februar in der Umgebung Münchens am Vormittage stets gröfser als am Nachmittage; vom März bis September hingegen findet das Entgegengesetzte statt. Im Laufe des ganzen Jahres erscheint die Bewölkung während der Nacht geringer als am Tage. Wenn man die Bewölkungsgrade nach der von Lamont eingeführten Scala beseichnet, so ergiebt sich unter anderem für den Gang der Bewölkung im Laufe des Jahres der Ausdruck

$$N_n = 2{,}93 + 0{,}2214 \sin(nx + 90^\circ 29') + 0{,}0817 \sin(2nx + 193^\circ 36') + 0{,}0211 \sin(3nx + 288^\circ 31'),$$

worin nx die in Gradmaafs verwandelte, seit dem 1. Januar verflossene Zeit und N_n den entsprechenden mittleren Bewölkungsgrad bedeutet.

Während im December die Bewölkung am stärksten erscheint, so wird dieselbe im Juli am geringsten, und es hat den Anschein, als ob im Gange der Bewölkung während des Jahres zwei gröfste und zwei kleinste Werthe sich unterscheiden lassen.

3) Die Abhängigkeit der Anzahl der Tage mit Niederschlägen von den herrschenden Windrichtungen besteht im Allgemeinen darin, dafs ein Regentag erfolgt, wenn der Westwind 1,5, die Ost- und Nordostwinde 7,1, die Nord- und Nordwestwinde 7,8, der Südwind 21,7 mal weht. Diese Gröfsen zeigen sich aber nach den Jahreszeiten verschieden. So trifft z. B. auf 15 Ost- und Nordostwinde im Winter, auf 5 aber im Sommer ein Regentag; der Westwind darf im Winter nur 13 mal, mufs im Sommer aber 16 mal vorherrschen, um jedesmal 10 Regentage zu erzeugen etc.

Die Menge der Niederschläge in den einzelnen Monaten läfst sich nahezu (im Mittel) durch den Ausdruck

$$M_n = 31,6176''' + 10,4880''' \sin(nx + 309^\circ 31') + 4,2047''' \sin(2nx + 174^\circ 1') + 4,521''' \sin(3nx + 38^\circ 22')$$

darstellen, worin M_n die Höhe der Niederschläge in Pariser Linien auf 1 Pariser Quadratfufs am $n$ten Tage des Jahres, vom 1. Januar an gerechnet, bedeutet.

4) Die Windstärke hängt mit der Lage des Ortes und der Terraingestaltung seiner Umgebung unter sonst gleichen Umständen zusammen. In der Umgebung Münchens ist die Windstärke in den Monaten November und Januar am kleinsten, im Februar und April am gröfsten; im Laufe der Sommermonate bleibt sich dieselbe nahezu gleich, während die gröfsten Aenderungen der Windstärke vom December bis Mai eintreten. Bedeutet V_n die dem $n$ten Tage nach dem 1. Januar angehörige und nach der Lamont'schen Scala geschätzte Windstärke, so erhält man

$$V_n = 1,535 + 0,2697 \sin(nx + 351^\circ 23') + 0,1009 \sin(2nx + 327^\circ 30').$$

In Bezug auf den täglichen Gang der Windstärke liefsen sich zwar noch mehrere Thatsachen aufstellen; jedoch können wir die für Herstellung der Tab. VII. 2 benutzten Beobachtungsreihen noch nicht für ausreichend halten, um dieselben hier schon mit Sicherheit aussprechen zu können.

Die anhaltendsten und stärksten Winde sind die aus Ost, Nordost, West und Südwest, während die Nord- und Südwinde am seltensten vorkommen. Die mittleren Windrichtungen für die einzelnen Monate sind mit den Verhältnifszahlen der Ost- und Westwinde, jenen der Nord- und Südwinde, dann mit den zugehörigen Windstärken, Bewölkungsgraden und den mittleren Monatstemperaturen in folgende Tabelle zusammengestellt worden. (Für die Angabe der Windrichtungen sind die Winkel von West aus von 0° bis 180° zu zählen.)

Monat.	Mittlere Windrichtung. (7jäh. Beob.)	Verhältniss der östl. zu den westl. Winden. (7jäh. Beob.)	Verhältniss von Nord zu Süd. (7jäh. B.)	Mittlere Windstärke. (9j. B.)	Mittlerer Bewölkungsgrad. (11j. B.)	Mittlere Temperatur. (13j. B.)
Januar	S. 53° 35′ W.	1 : 1,5	1 : 5,8	1,21	3,15	—1,85°
Februar . .	S. 26 W.	1 : 2,1	1 : 1,7	1,91	3,05	—0,62
März	S. 9 32 W.	1 : 1,9	1 : 0,5	1,78	2,91	+2,18
April	S. 17 19 W.	1 : 1,2	1 : 1,1	1,83	2,98	6,82
Mai	N. 6 11 W.	1 : 1,6	1 : 0,4	1,71	2,87	11,26
Juni	S. 16 10 W.	1 : 2,0	1 : 0,6	1,68	2,81	14,13
Juli	S. 20 8 W.	1 : 3,9	1 : 0,5	1,49	2,64	15,25
August . . .	S. 29 51 W.	1 : 1,9	1 : 0,9	1,48	2,69	14,55
September .	S. 53 9 W.	1 : 1,2	1 : 0,4	1,42	2,70	11,19
October . .	S. 35 43 W.	1 : 1,9	1 : 0,6	1,31	3,02	7,29
November .	S. 64 50 W.	1 : 1,4	1 : 2,5	1,27	3,05	2,58
December .	S. 10 30 W.	1 : 1,5	1 : 1,0	1,34	3,17	—0,89
Jahr	S. 24 28 W.	1 : 1,7	1 : 0,8	1,54	2,93	+6,93

5) Die Einwirkung der verschiedenen Windgattungen auf die klimatische Temperatur ist aus den in Tab. VIII. angegebenen Resultaten (aus 15jährigen Beobachtungsreihen) zu ersehen, und wir setzen hierzu die aus dieser Tabelle abgeleiteten Gesetze hier bei. Bezeichnet nämlich t_n die der $n$ten Windrichtung entsprechende Temperatur, und zählt man die Winkel von Nord über Ost, Süd und West gegen Nord zurück von 0° bis 360°, so erhält man

für den Winter (October bis März)

$$t_n = 1{,}665° + 1{,}3274° \sin(nx + 229°\,50') + 0{,}0388° \sin(2nx + 309°\,24') + 0{,}0507° \sin(3nx + 236°\,1'),$$

für den Sommer (April bis September)

$$t_n = 11{,}877° + 0{,}9212° \sin(nx + 22°\,59') + 0{,}3987° \sin(2nx + 227°\,35') + 0{,}1139° \sin(3nx + 135°\,6'),$$

für das Jahr

$$t_n = 6{,}653° + 0{,}4841° \sin(nx + 268°\,42') + 0{,}2522° \sin(2nx + 277°\,41') + 0{,}2158° \sin(3nx + 75°\,36').$$

Ku.

A. Quetelet. Sur le climat de la Belgique. Sixième partie. De l'hygrométrie. Ann. d. l'observ. d. Brux. X. 1. p. 1-106†; Arch. d. sc. phys. XXVII. 5-29.

Die vorliegende Abhandlung enthält die Resultate der sämmtlichen Hygrometerbeobachtungen, welche in Brüssel von 1833 bis 1852 angestellt wurden, in der Weise bearbeitet, dafs alle Fragen, welche hierbei in Rücksicht kommen können, in der gründlichsten Weise beantwortet sind. Aufserdem enthält dieselbe die an verschiedenen Orten Belgiens: Gent, St. Trond, Lüttich, Stavelot, und mehreren angränzenden Punkten gemachten Aufzeichnungen, die Resultate derselben und den Gang der Feuchtigkeit an diesen Orten, verglichen mit jenem zu Brüssel.

Die Betrachtungen über den Feuchtigkeitszustand der Luft und den Luftdruck sind auf 7 Capitel vertheilt, von welchen die ersten zwei die stündlichen und jährlichen Variationen der Feuchtigkeit und des Dampfdruckes der Luft, das dritte, vierte und fünfte die Beziehungen zwischen Temperatur, Luftdruck und Richtung der Winde mit dem Feuchtigkeitszustande der Luft zu ihrem Gegenstande haben; das 6. Capitel giebt die Beziehung zwischen Feuchtigkeit und dem elektrischen Zustande der Luft, das 7. Capitel enthält die hygrometrischen Beobachtungen Belgiens. Die auf p. 67 - 106 enthaltenen allgemeinen Tafeln umfassen diejenigen Materialien, welche zur Herstellung dieser Resultate benutzt worden sind.

Die allgemeinen Resultate, welche Hr. Quetelet aus den speciellen Erörterungen zieht, sind folgende.

1) Die tägliche Variation der Feuchtigkeit der Luft zu Brüssel zeigt sich in den mittleren Werthen sehr regelmäfsig; das Maximum tritt im Allgemeinen gegen 4^h Morgens, das Minimum gegen 2^h Abends ein; das Tagesmittel ist von dem Feuchtigkeitszustande um 9^h Morgens und jenem etwas vor 8^h Abends wenig verschieden. Jedoch nähern sich die Wendepunkte im Winter der Mittagsstunde, und entfernen sich von derselben im Sommer. Der den einzelnen Stunden zugehörige Feuchtigkeitsgrad ist vom Tagesmittel nicht sehr verschieden; jedoch ist dieser Unterschied in den Tagesstunden wahrnehmbarer als zur Nachtzeit. Der stündliche Gang der Feuchtigkeit kann durch

den folgenden Ausdruck, der sich den wirklichen Beobachtungsresultaten sehr gut anschliefst, dargestellt werden:

Feuchtigkeitsgrad $= 83{,}4° + 9{,}82° \sin(x + 51°) - 2° \sin(2x + 43°)$, worin die in Grade verwandelte Zeit von Mitternacht an gerechnet ist. Mit Hülfe dieser Formel stellt sich der stündliche Gang in folgender Weise dar.

Täglicher Gang der Feuchtigkeit der Luft, aus Beobachtungen von 1842 bis 1847 abgeleitet.

Stunden	Feuchtigkeitsgrad	Tägliche Variation
Mitternacht	89,6°	6,2°
1h Morgens	90,5	7,1
2 -	91,1	7,7
3 -	91,7	8,3
4 -	92,0	8,6
5 -	91,8	8,4
6 -	91,0	7,6
7 -	89,3	5,9
8 -	86,9	3,5
9 -	83,9	0,5
10 -	80,5	— 2,9
11 -	77,2	— 6,2
Mittag	74,4	— 9,0
1h Abends	72,5	—10,9
2 -	71,7	—11,7
3 -	72,1	—11,3
4 -	73,6	— 9,8
5 -	75,8	— 7,6
6 -	78,6	— 4,8
7 -	81,3	— 2,1
8 -	83,9	0,5
9 -	85,9	2,5
10 -	87,5	4,1
11 -	88,8	5,4

2) Die tägliche Variation der Spannkraft des Wasserdampfes der Luft befolgt den umgekehrten Gang wie jene des Feuchtigkeitszustandes, so dafs also das Minimum desselben um 4h Mor-

gens, sein Maximum gegen 2^h Abends eintritt, die Mittel von 8^h Morgens und 9^h Abends dem Tagesmittel nahe kommen. Diese Erscheinungen sind aber von den Jahreszeiten abhängig, und es erleiden daher diese Wendepunkte vom Winter gegen den Sommer Verrückungen.

Der Ausdruck für die Spannkraft des Wasserdampfes zu irgend einer Tageszeit

$$8{,}07^{mm} - 0{,}30^{mm} \sin(x + 44^\circ) + 0{,}06^{mm} \sin(2x + 150^\circ)$$

schliefst sich den Beobachtungsresultaten so genau an, dafs aus demselben mit grofser Sicherheit der tägliche Gang des Dampfdruckes berechnet werden kann.

Die tägliche Variation ist durch folgende Zahlen ausgedrückt, wovon die der Columne I. aus Beobachtungen, jene der Columne II. aus vorstehender Formel sich ergeben.

	I.	II.
Mitternacht	—0,17mm	—0,18mm
2h Morgens	—	—0,32
4 -	—0,38	—0,35
6 -	—0,28	—0,24
8 -	—0,01	—0,05
10 -	+0,15	+0,13
12 Mittags	+0,23	+0,24
2 Abends	+0,24	+0,26
4 -	+0,22	+0,23
6 -	+0,20	+0,19
8 -	+0,11	+0,11
10 -	—0,05	—0,01
Mittel	8,07mm	8,07mm

3) In der jährlichen Variation zeigt sich für den Feuchtigkeitsgrad ein Maximum zur Zeit des Winter-, ein Minimum zur Zeit des Sommersolstitiums, und die mittleren Werthe treten um die Epochen der Aequinoctien ein. Im Sommer ist der Feuchtigkeitszustand weit veränderlicher als im Winter und Herbst. Die jährliche Variation des Dampfdruckes der Luft befolgt den entgegengesetzten Gang wie jene der Feuchtigkeit; die mittleren Werthe und die Extreme treten etwa ein bis zwei Monate beziehungsweise nach den Aequinoctien und Solstitien ein. Aus

den Beobachtungen mittelst des Psychrometers wird der jährliche Gang des Feuchtigkeitszustandes der Luft durch den Ausdruck

$$83{,}4^\circ + 8{,}7^\circ \sin(x + 127^\circ) + 1{,}2^\circ \sin(2x + 96^\circ)$$

dargestellt, wodurch der Feuchtigkeitsgrad für jeden Monat, vom 15. Januar an gerechnet, gefunden werden kann. Die aus den mittleren Angaben des SAUSSURE'schen Haarhygrometers berechnete Formel stellt den Gang der Feuchtigkeit in den einzelnen Monaten durch

$$90{,}9^\circ + 5{,}0^\circ \sin(x + 128^\circ\, 14')$$

dar. Hieraus folgt also, dafs die Angaben beider Instrumente, vielmehr die aus den Angaben des Psychrometers berechneten und die aus den Anzeigen des Hygrometers hervorgehenden Werthe, in Bezug auf den periodischen täglichen und jährlichen Gang, sowie auf die Bestimmung der Wendepunkte des Feuchtigkeitsgrades gleiche Resultate liefern, dafs aber die durch die psychrometrischen Werthe berechneten Variationen gröfsere Werthe als jene durch die Hygrometerbeobachtungen erhaltenen haben.

4) Die täglichen und jährlichen Variationen der Lufttemperatur stehen nahezu in directem Verhältnisse mit jenen der Spannkraft des Wasserdampfes, in umgekehrtem Verhältnisse aber mit denen des Feuchtigkeitsgrades etc.

5) Die tägliche Variation des Druckes der trockenen Luft zeigt nur ein Maximum, das gegen Mitternacht, und ein Minimum, das gegen 4 Uhr Abends eintritt. Die jährliche Variation des Druckes der trockenen Luft zeigt nur ein Maximum im December und eine allmälige Verminderung des Druckes bis August, von wo an derselbe wieder bis zum December zunimmt. Während der beiden Aequinoctialmonate zeigen sich die gröfsten Schwankungen.

6) Die niedersten Barometerstände im Allgemeinen treten zur Zeit der gröfsten Feuchtigkeit ein, während der Stand des Barometers bei grofser Trockenheit sich hoch erhält.

7) Die stärkeren Westwinde sind jene der gröfseren Feuchtigkeitsgrade, während das Entgegengesetzte für die Ostwinde gilt.

8) Nach den wenigen aus dem belgischen Beobachtungsnetze erhaltenen Beobachtungen möchte sich ergeben, dafs in Belgien die Spannkraft des Wasserdampfes von West gen Ost

abnimmt, oder besser von den Meeresküsten gegen die inneren Landestheile. *Ku.*

E. Plantamour. Résumé météorologique de l'année 1853 pour Genève et le grand St. Bernard. Arch. d. sc. phys. XXVI. 205-232†.

Dieses Résumé erstreckt sich auf die aus den Beobachtungen der Temperatur der Luft zu Genf und auf dem St. Bernhard, auf die aus den Temperaturbeobachtungen der Rhone, aus den Barometer-, Wind-, Regenbeobachtungen etc. erhaltenen allgemeinen Resultate, auf die monatlichen Abweichungen von vieljährigen Mitteln, und giebt zugleich den Gang jedes der genannten Elemente in den einzelnen Monaten in klarer Weise an.

Ku.

A. Erman. Sur la météorologie nautique. Bull. d. Brux. XXI. 2. p. 556-561† (Cl. d. sciences 1854. p. 428-433).

Hr. Erman theilt hier einiges über den Inhalt zweier Abhandlungen mit, von denen die eine zweimal, nämlich in den Jahren 1840 und 1843, die andere im Jahre 1852 erschienen ist, und welche die Resultate seiner zur See auf seiner Reise um die Erde gemachten Beobachtungen umfassen. Da der Verfasser selbst hierüber (Berl. Ber. 1852. p. 709-717†) schon berichtet hat, so ergreifen wir hier nur die Gelegenheit auf jene Arbeiten des berühmten Verfassers nochmals aufmerksam zu machen. Aufserdem erlauben wir uns die Bemerkung zuzufügen, dafs sich in dem vorliegenden Abdrucke des Erman'schen Briefes ein Druckfehler befindet, dessen Verbesserung wir hier anfügen zu müssen für unsere Pflicht halten. Das erste Glied des Gesetzes der Temperaturvertheilung zwischen $+25^\circ$ und -25° Breite soll nämlich „$+22{,}557^\circ$" statt „$+32{,}557^\circ$" heifsen. *Ku.*

A. Quetelet. Observations des phénomènes périodiques. Mém. d. Brux. XXVIII. 6. p. 1-104†.

Es ist dies eine reichhaltige Sammlung von meteorologischen Beobachtungen, dann von Beobachtungen über Erscheinungen aus dem Pflanzen- und Thierreiche, die in klimatologischer Beziehung von Wichtigkeit sind.

Die meteorologischen Beobachtungen sind für 16, theils belgische, theils auswärtige Stationen von der Art angeordnet, dafs man für die gewöhnlichen Elemente die allgemeinen monatlichen Mittel, sowie die monatlichen Mittel zu festen Stunden, die Extreme, dann die Vertheilung der Winde und der Niederschläge auf die Jahreszeiten ersehen kann. Sehr reichhaltig ist der Theil dieser Reihen, welcher unter dem Titel „Observations botaniques" erscheint, und für 20 Orte die Aufzeichnungen enthält, ausgestattet. *Ku.*

J. de F. Zumstein. Précis des observations physiques faites sur une des sommités du Monte-Rosa, abaissée de 32,4 toises au-dessous de la plus haute sommité inaccessible. Memor. dell' Acc. di Torino (2) XIV. p. LXIX-LXXI†.

Die hier mitgetheilten Beobachtungen erstrecken sich auf fünf Barometer- und auf sieben Thermometerangaben, die bei Ablesung der Instrumente auf einem Gipfel des Monte-Rosa erhalten wurden. Bei der zweiten Besteigung dieses Gipfels wurden auch mehrere Beobachtungen über den Siedepunkt des reinen Wassers angestellt. Um das aus Schnee gewonnene Wasser hierbei zum Sieden zu bringen, war fast eine Stunde Zeit nöthig; die Temperatur des Siedepunktes war bei der ersten Eintauchung des Thermometers, die 2 Minuten andauerte, $+68,4°$ R., bei der zweiten 5 Minuten lang stattgehabten wieder $68,4°$ R., bei der dritten Eintauchung, die 10 Minuten andauerte, $68,3°$ R. — Um diese Beobachtungen anwenden zu können, sind den vorliegenden Mittheilungen solche meteorologische Aufschreibungen beigefügt, die an umliegenden Orten am 1. August 1820 und am 3. August 1821 zu verschiedenen Stunden des Tages angestellt wurden. *Ku.*

Osservazioni meteorologiche fatte a Torino e Genova. Memor. dell' Acc. di Torino (2) XIV. p. LXIV-LXVIII†.

Die vorliegenden Beobachtungsreihen wurden zu dem Zwecke hier mitgetheilt, um zu zeigen, wie man aus Barometermessungen die Höhendifferenz zwischen Turin und Genua berechnet hat. Diese Beobachtungen erstrecken sich auf den 1. bis 15. September 1851 und enthalten Barometer- und Thermometerangaben, Aufzeichnungen der Windrichtung und der Beschaffenheit des Himmels für beide Orte. Ob dieselben gleichzeitige oder die Tagesmittel der an den betreffenden Tagen gemachten Aufzeichnungen ausdrücken sollen, darüber ist in den vorliegenden Mittheilungen nichts erwähnt. Die zur Berechnung der Höhendifferenz angewandte Formel

$$z = 18393^{m}\left[1+\frac{t+t'}{500}\right]\left[\log h - \log h'\left(1+\frac{T-T'}{5412}\right)\right]$$

führte im Mittel auf die Gröfse $z = 236{,}5^{m}$, um welche das Turiner Barometer über dem von Genua sich befindet, und da die Höhe des Observatoriums von Genua über dem Meeresspiegel 48 Meter beträgt, so würde die Meereshöhe für Turin hieraus sich gleich 284,5 Meter ergeben. Dieses Resultat erscheint übrigens schon deshalb als ein sehr unsicheres, weil die aus den Barometerbeobachtungen der einzelnen Tage berechneten Höhendifferenzen so grofse Unterschiede zeigen, dafs die gröfste der hierbei gefundenen Zahlen ($257{,}4^{m}$) von der kleinsten derselben ($203{,}8^{m}$) um nicht weniger als 0,226 der gefundenen mittleren sich unterscheidet. *Ku.*

A. und H. SCHLAGINTWEIT. Ueber die atmosphärische Feuchtigkeit der Alpen. Neue Unters. über d. phys. Geogr. d. Alpen. Leipzig 1854; Z. S. f. Naturw. IV. 451-451†.

Die folgenden Resultate werden von den Verfassern aus ihren eigenen Beobachtungen und denen anderer aus den Alpengegenden mitgetheilt.

1) Die Wassermenge der Haufenwolken beträgt an schönen Herbsttagen im Maximum nur nahe das Doppelte der Wasser-

menge, mit welcher bei gleicher Temperatur die Atmosphäre gesättigt ist.

2) Die gewöhnliche Höhe des Cumulostratus betrug im September an günstigen (?) Tagen 7000 bis 8000 Par. Fufs; die obersten Cirri, wegen ihrer geringen Helligkeit selbst von hohen Standpunkten nur sehr schwer zu erkennen, scheinen nahe 4000' zu erreichen.

3) Ausnahmsweise können Gewitterwolken die Höhe von 14000 - 15000' erreichen; Hagelfälle sind noch über 8000' beobachtet worden.

4) Die Temperaturverhältnisse zwischen Luft und Regen und zwischen Luft und Schnee sind oft sehr verschieden. Schneefälle sind wegen der latenten Wärme des Wassers, besonders in grofsen Höhen, sehr häufig bedeutend kälter als die Luft. Feine Regen sind nahe gleich warm, stärkere sehr oft wärmer als die Luft zur gleichen Zeit. Es ist diefs sowohl bei Regen in grofsen Höhen der Fall, als auch bei Regen, die in die kältere Hälfte der Tagesperiode fallen. — Bei nicht gesättigter Atmosphäre sind gewöhnlich beim Anfangen des Regens die Temperaturen des Niederschlages entschieden kälter als die Luft.

5) Gleichzeitiges Niederfallen von Regen und Schnee läfst sich von hohen Standpunkten aus gewöhnlich sehr deutlich als eine Folge von dem Vorhandensein verschiedener ungleich hoher Wolkenschichten erkennen.

6) Unter den Krystallbildungen durch Condensation der atmosphärischen Feuchtigkeit liefsen sich nicht nur sechsseitige Tafeln und Pyramiden, sondern auch Rhomboëder von nicht unbedeutender Gröfse auffinden. *Ku.*

J. Prettner. Beiträge zur Klimatologie der Alpen. I. Die atmosphärischen Niederschläge. Jahrb. d. naturh. Landesmus. v. Kärnten 1854. p. 145-160; Z. S. f. Naturw. VI. 71-74†.

Die vorliegenden Beiträge sollen über die Regenverhältnisse in der inneren Umgebung der Alpen und an ihrem Ostrande Aufschlufs geben, und so eine Lücke ausfüllen, welche durch die bisher über diesen Gegenstand gemachten Forschungen noch

nicht berührt wurde. Die 40jährigen zu Klagenfurt angestellten Beobachtungen geben in Procenten der Gesammtregenmenge für die einzelnen Monate die folgenden Zahlen.

December	6,7 Proc.	März	4,4 Proc.
Januar	4,0 -	April	6,6 -
Februar	4,0 -	Mai	9,1 -
Winter	14,7 -	Frühling	20,1 -
Juni	11,6 -	Septbr.	9,8 -
Juli	13,2 -	October	10,3 -
August	12,4 -	Novbr.	7,9 -
Sommer	37,2 -	Herbst	28,0 -

Die Menge des Schnees beträgt 25,9 Procent von der Gesammtmenge der atmosphärischen Niederschläge und von derselben kommen 67,6 Procent auf den Winter, 20,9 auf den Frühling und 15,5 auf den Herbst. Von den aus den Tabellen der Regen- und Schneemengen und ihrer monatlichen und jährlichen Vertheilung gemachten Folgerungen heben wir das Nachstehende hervor.

1) Der jährliche Niederschlag zu Klagenfurt ist unter dem für den Süd- und Westabhang und das ganze Alpengebiet berechneten Mittelwerth, aber etwas über dem des Nordabhanges.

2) In Bezug auf die Regenvertheilung gehört Klagenfurt durchschnittlich in die Provinz der Sommerregen; jedoch kommen unter den 40 Jahren acht vor, wo Herbstregen, zwei wo Frühlingsregen, und endlich ein Jahr, wo die Winterregen vorwiegend waren.

3) Eine bestimmte Periode des Steigens und Fallens der Regenmenge läfst sich in dieser Periode nicht wahrnehmen.

Die in den Jahren 1853 und 1854 an noch anderen 8 Orten Kärntens über die Regenmengen angestellten Beobachtungen benutzt Hr. Prettner, um die Vertheilung der Regenmengen auf die Jahreszeiten und den Einflufs der Gebirgsketten auf die Häufigkeit und Menge der Niederschläge darzulegen. „Eine graphische Darstellung, welche von den südöstlichen Abhängen der centralen Alpen (St. Paul, Althofen) ausgeht, durch die Ebene (Klagenfurt) zu den Kalkalpen und mitten durch deren höchste Erhebungen (Saifnitz 2586' Meereshöhe, Tröpolach, St. Jakob),

von dieser durch die, beide Formationen trennende Thalebene (Lienz) nahe an die centralen Erhebungen (Obervellach, St. Peter) sich erstreckt, läfst folgende Gesetze erkennen.

1) Die jährliche Regenmenge nimmt im Verlaufe dieser Linie stetig zu, bis sie mitten in den Kalkalpen ihr Maximum erreicht; von dort sinkt sie in der Thalebene zwischen beiden Alpenzügen zu ihrem Minimum herab, um in den centralen wieder nahe zum vorigen Maximum sich zu erheben. (St. Jakob bildeta ber hierbei eine Ausnahme.)

2) Das in dem Kalkgebirge sich findende Maximum ist genau so grofs wie die Regenhöhe am Südabhange der Alpen, das Maximum an den östlichen Abhängen etwas geringer als das am Nordabhange.

3) Die Vertheilung in den Jahreszeiten ist ganz analog wie im Alpengebirg selbst. In den Zonen der stärksten Niederschläge herrschen die Herbst-, im Gebiete der geringen die Sommerregen vor. So gehört der Südabhang der Alpen mit seinen starken Niederschlägen zur Provinz der Herbstregen, der Nordabhang mit geringerer Menge in die des Sommerregens.

4) Die Sommerregen sind in dem ganzen Bezirk ziemlich gleichmäfsig, die Herbstregen im Sinne der Jahreszeiten vertheilt.

5) Die Frühlingsregen sind in der Kalkebene stärker als in den Centralalpen; in diesen fallen aber die Herbstregen reichlicher als in jenen.

6) Die Stärke des Regens, auf einen Tag gerechnet, steht in geradem Verhältnisse mit der Regenmenge selbst; sie ist überall im Sommer und Herbst gröfser als im Frühling und Winter. Sie ist an den Stationen St. Peter, Saifnitz und Tröpolach besonders stark, an letzterer z. B. 1,04'', das Doppelte von der Stärke des Regens in Klagenfurt (0,48''). Daraus erklären sich die häufigen Ueberschwemmungen, welche die Gail und ihre Nebenflüsse anrichten".

Weitere Betrachtungen, die der Verfasser aus den Beobachtungen der Niederschläge, verbunden mit den gleichzeitig an verschiedenen Punkten angestellten Pegelbeobachtungen ableitet, beziehen sich auf den Einflufs der Niederschläge auf die Wasser-

stände der Drau. Da sie auch allgemeineres Interesse ansprechen dürften, so mufsten wir dieselben hier wenigstens erwähnen.

Ku.

W. J. M. Rankine. On some simultaneous observations of rain-fall at different points on the same mountain range. Athen. 1854. p. 1272-1272†; Phil. Mag. (4) VIII. 444-448†; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 46-47.

Der Verfasser betrachtet hier die gleichzeitigen an 151 Tagen gemessenen Regenfälle zweier Punkte des nordwestlichen Abhanges der Pentlands-Hügel bei Edinburg, die um 2¼ engl. Meilen von einander entfernt sind, und deren Höhendifferenz 700 engl. Fufs beträgt. Der niedere Regenmesser (*H*) war 700′ über dem Meere und 3¼ Meilen von dem Gipfel der Hügelkette, der andere (*G*) in der Meereshöhe 900 Fufs und 1¼ Meilen von diesem Gipfel angebracht. Die Resultate zeigten, dafs im Allgemeinen der Regenfall bei *G* den bei *H* im Verhältnisse 1¼ : 1 überschritt. Die Vergleichung der Niederschläge an diesen Punkten mit denen bei *F* im Glecorse-Reservoir, an der Südostseite der Kette und 30′ über *H*, dabei von den höchsten Gipfeln umgeben, ergab, dafs der Regenfall bei *F* sich zu jenem bei *H* verhält wie 1,3 : 1, woraus also hervorgeht, dafs die Nähe der Gebirgsketten auf die Regenmenge gröfseren Einflufs ausübt als die Höhe des Ortes allein.

Ku.

Casaseca. Observations pluviométriques faites à la Havane, du 4 septembre au 31 décembre 1853. C. R. XXXVIII. 509-510†; Inst. 1854. p. 101-101*; Z. S. f. Naturw. III. 278-278.

Die Beobachtungen des Hrn. Casaseca zeigen, dafs es während 119 Beobachtungstagen zu Havanna an 48 Tagen regnete, und zwar war die Vertheilung die folgende: September an 15 Tagen mit 126mm, October an 11 Tagen mit 86mm, November an 15 Tagen mit 65mm und December an 7 Tagen mit 48mm.

Ku.

C. Martins. Sur la quantité relative de pluie tombée à Paris et à Montpellier en 1853. C. R. XXXVIII. 281-283†.

Hr. Martins weist in der vorliegenden Abhandlung nach, wie grofs die Verschiedenheit der Vertheilung der Niederschläge zwischen den dem Einflusse des mittelländischen Meeres und den der Einwirkung des atlantischen Meeres ausgesetzten Landstrichen, sowie in den continentalen Gegenden ist. Im Norden Frankreichs sind die Regen sehr häufig, aber von mäfsiger Quantität; an den Ufern des mittelländischen Meeres hingegen regnet es zwar selten, aber wenn Niederschläge eintreten, so erfolgen dieselben massenhaft, und dauern ganze Tage an. Im Norden bringen die West-, in den mittägigen Gegenden, zu welchen die Provence, Languedoc und Roussillon gehören, führen die Ostwinde die Wolken, jedoch hier mit überschwemmenden Regen, herbei. Die jährliche Regenmenge im Norden von Frankreich ist 80 Centimeter, während sie in den mittägigen Strichen in einer gleichen Anzahl von Regentagen zuweilen 1 Meter übersteigt. Während im Norden Frankreichs ein trockenes Jahr ein solches genannt wird, in welchem $\frac{3}{4}$ der Menge eines Regenjahres fällt, so mufs im Mittage dreimal weniger Regen fallen wie in einem an Niederschlägen reichen Jahre, wenn hier das Jahr als ein trockenes bezeichnet werden soll. Im Norden ist die Regenmenge fast gleichmäfsig auf alle Jahreszeiten vertheilt, während die Regenzeiten der mittägigen Gegenden der Frühling und Herbst sind. Hieraus schliefst der Verfasser, dafs das nördliche Frankreich bis zur Olivengränze, der hyetometrischen Zone angehört, welche die brittischen Inseln, Belgien, Holland, das westliche Deutschland, Dänemark und Norwegen umfafst, während die Provence und Languedoc den nördlichen Theil der tropischen Regenzone bilden. Besonders auffallend war dieser Contrast im Jahre 1853, was Hr. Martins aus den zu Paris und Montpellier angestellten ombrometrischen Beobachtungen nachweist, die wir hier zum Schlusse noch beisetzen wollen:

	Regenmenge zu Paris.	Montpellier.
Januar . .	80mm	153mm
Februar .	18	93
März . .	29	97
April . .	70	32
Mai . . .	49	262
Juni . .	46	41
Juli . . .	47	4
August . .	72	6
September	33	80
October .	55	215
November	12	169
December	10	126
Summe	521mm	1278mm

Ku.

Dove. Ueber die Vertheilung der Regen in der gemäſsigten Zone. Berl. Monatsber. 1854. p. 19-26†; Inst. 1854. p. 281-282*; Z. S. f. Naturw. III. 391-393; Pogg. Ann. XCIV. 42-59†; Athen. 1854. p. 1271-1271; Silliman J. (2) XX. 397-402, XXI. 112-117; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 28-28.

Mit Hülfe der Beobachtungsreihen über Regenmengen aus vielen Punkten in Nordamerika, Ruſsland und Preuſsen, die, in vier umfassenden Tabellen enthalten, der vorliegenden Abhandlung als Belege beigegeben sind, erörtert der Verfasser, in wie fern man berechtigt sei, die bisher im Allgemeinen angenommene Vertheilung der Regenmenge in einzelnen Zonen, aber insbesondere in der sogenannten subtropischen und in der gemäſsigten Zone als richtig anzunehmen, oder theilweise in Zweifel zu ziehen.

Von regenlosen Zonen könnte nur dann die Rede sein, wenn die Gegend der Windstillen und die der Passate stets an dieselbe Breite fixirt wären; es würde dann an der äuſseren Gränze dieser Zonen durch das Herabsinken der unter dem Aequator aufsteigenden Luftmassen wiederum Regen eintreten, deren Mäch-

tigkeit nach dem Pole hin abnehmen würde. Wegen der Verschiedenheit der Declination der Sonne werden aber zuweilen Orte in der Nähe des Aequators in den Passat aufgenommen, die zu einer anderen Zeit zur Gegend der Windstillen gehören, während die der äufseren Gränze nahen Orte in einem Theile des Jahres in den Passat aufgenommen sind, in einem anderen Abschnitte aber ganz aus ihm heraustreten. Bei höchstem Sonnenstande werden daher jene den tropischen Regen, diese aber erst dann den sogenannten subtropischen Regen haben, wenn die Mittagshöhe der Sonne sich vermindert hat. Endlich kann es zwischen den durch trockene Jahreszeit unterbrochenen tropischen Regen der nördlichen und südlichen Erdhälfte einen Gürtel in der Nähe des Aequators geben, wo die Regen das ganze Jahr herabfallen, „weil die Orte stets zwischen den inneren Gränzen der Passate bleiben, zwischen den subtropischen und tropischen regenlose Gegenden, wo die Orte nicht aus dem Passate heraustreten, weder über seine äufseren noch inneren Gränzen," wenn das Hinauf- und Hinabrücken im Verhältnisse zur Breite der Zwischenzone und der Passatzonen unbedeutend ist. Bei erheblichem Hinauf- und Hinabrücken aber müfsten die Regenverhältnisse wieder anders ausfallen; es müfsten nämlich Orte in der Nähe des Aequators eine tropische und subtropische Zone haben, getrennt durch zwei trockene Jahreszeiten. Die Erfahrung zeigt aber, dafs die Erscheinungen an der äufseren Gränze der Passate unter verschiedenen Längen verschieden sind, weil das Hinauf- und Hinabrücken der Gesammterscheinung unter verschiedenen Meridianen nicht dasselbe ist. So greift im atlantischen Ocean der Südostpassat auf der afrikanischen Küste weiter über den Aequator als auf der mexicanischen, und ebenso rückt (nach Maury) die äufsere Gränze des Nordostpassats im Sommer an der afrikanischen Küste höher nach Norden als an der mexicanischen. „Die Gegend der Windstillen rückt also in der jährlichen Periode nicht parallel dem Aequator hinauf und hinunter, sondern dreht sich pendelartig, wie um einen in Amerika liegenden festen Punkt, so dafs die gröfste Schwingungsweite in den indischen Ocean fällt, wo eben deswegen der Passat sich in den Mousson verwandelt." Die äufseren Gränzen der tropischen

Zone bieten daher auch in den drei Welttheilen Amerika, Europa und Asien verschiedene Erscheinungen dar; aus diesem Grunde werden daher auch die Erscheinungen der gemäßsigten Zone andere sein, als die bisherige Vorstellungsweise, die nur auf Beobachtungen in Europa sich gründete, dargethan hat. Durch viele umfassende Beispiele weist dieses alles der Verfasser unter gleichzeitiger Hinweisung auf genannte Tabellen nach.

In Beziehung auf die Regen der Moussons wird unter anderem bemerkt, dafs die subtropischen Regen von jenen schon darin sich unterscheiden, dafs die im indischen Meere vorkommenden Moussonregen im Sommer, jene aber im Winter herabfallen, dafs die Südwestwinde, welche sie erzeugen, durch Südostwinde südlich begränzt werden. Von oben herabrückende Ströme erzeugen diese nicht; aber die Beobachtungen in Bombay zeigen, dafs die an den Gebirgen aufsteigenden warmen Winde, indem sie hier plötzlich ihren Wasserdampf verlieren, ungeheure Regenmengen hervorbringen. Im Innern des Continentes seien wenig Regenmengen zu erwarten, während die Küsten sich wieder durch besonders reiche Regenfälle auszeichnen. So sei also die subtropische Zone in Zweifel gestellt, und es sei selbst in Asien von einer solchen nicht die Rede, indem hier, besonders im Centralasien, die Sommerregen vorherrschen. *Ku.*

A. Poey. Augmentation probable de la grêle à Cuba, surtout de 1844 à 1854. C. R. XXXIX. 1065-1067†; Inst. 1854. p. 421-422†; Cosmos V. 609-609; Z. S. f. Naturw. IV. 451-451*; Pogg. Ann. XCIV. 643-644†; Silliman J. (2) XIX. 290-290*

Die Erscheinungen in Bezug der Hagelfälle auf Cuba sind eben so interessant als auffallend. Während man den ältesten Hagelfall am 8. März 1784 beobachtet hat, erschienen während der Jahre 1784 bis 1825, dann von 1828 bis 1846 keine Hagel mehr. Um so reichlicher waren aber die Hagel seit 1846. Sie erfolgen in der Regel bei Gewittern und Südwestwinden; aber auch ohne Gewittererscheinungen und Regen trat unmittelbar nach einem heftigen Windstofse aus Nordost zu Santiago de las Vegas am 27. August 1845 Hagel ein, während er auf Havanna

gewöhnlich vor oder nach einem starken Regen zwischen 1 und 3 Uhr Abends eintritt. Im Innern von Cuba gab es von 1784 bis 1825 selten Hagel; von 1825 bis 1828 gab es zwei Jahre ohne denselben; dann hagelte es von 1828 bis 1844 während 14 Jahre nicht, dagegen seit 1844, mit Ausnahme von 1850, fast alle Jahre.

Auf der ganzen Insel war der Hagel im Jahre 1849 am häufigsten, nämlich 9 mal, dann 1853 8 mal, 1846, 1847 und 1852 kamen drei, 1845, 1851 und 1854 zwei Hagelfälle vor, und in den übrigen Jahren von 1784 an hagelte es nur einmal.

Merkwürdigerweise kam unter den seit 70 Jahren beobachteten 39 Hagelfällen im Monat Juli kein einziger vor, während dieselben im März und April am häufigsten, im Juni und August aber seltener eintraten. *Ku.*

Nöggerath. Ueber den sogenannten Samenregen in der Rheinprovinz im März und April 1852. Fechner C. Bl. 1854. p. 107-111†; Verh. d. naturh. Ver. d. Rheinl. u. Westphalens 1852. p. 584-591.

Ueber den in der Rheinprovinz in den Monaten März und April 1852 gefallenen sogenannten Samenregen hat Hr. Nöggerath (in Verbindung mit noch mehreren Sachverständigen Weyhe, Sinning, Hartstein, Vonhausen) mittelst der hierüber eingegangenen Materialien und Nachrichten einen Bericht erstattet, der über die Verbreitung dieses Phänomens in den preufsischen Bezirken und die näheren Umstände desselben Aufschlufs giebt. Das Phänomen wurde an einzelnen Punkten der Regierungsbezirke Aachen, Düsseldorf und Köln beobachtet, und es stellte sich heraus, dafs der während und nach den stattgehabten Regenfällen verbreitete Samen in Pilzen aus der Gattung Sclerotium bestehe, die auf Brassicaarten (Rüben, Raps, Kohl) sich vorfinden. Ferner erwies sich aus den eingegangenen Mittheilungen, dafs diese Pilze theilweise den Gegenden angehören, wo sie gefunden wurden, theils auch an mehreren Orten aus der Luft gefallen sind, was auch schon deshalb möglich sei, als sie sehr leicht sind, und schon bei mäfsigem Winde (vielleicht durch aufstei-

gende Luftströme) in die Luft gehoben und umhergestreut werden können. Endlich zeigten die hierüber vorgenommenen Bestimmungen, dafs jene Pilze an allen Orten von einer und derselben Art waren. So haben Wilms in Münster, Winnertz in Crefeld, Bruchmann in Herzogenrath und Müller in Aachen dieselben als Sclerotiacei (Markttrüffeln, Hartpilze) aus der Gattung Sclerotium übereinstimmend erkannt und bestimmt.

In dem geschichtlichen Theile der Abhandlung sind einzelne Beispiele von wirklichen Samen-, Getraide- und Blüthenstaub- (sogenanntem Schwefel-) Regen bemerkt (Pogg. Ann. XXI; Kämtz Meteorologie III), und unter anderem ist eine Stelle aus Bischoff's Lehrbuch der Botanik (III. 2. Thl. p. 1158) hervorgehoben, die auf den vorliegenden Fall Anwendung finden könnte. Bischoff sagt nämlich von einer anderen Species, der Sclerotium stercorarium Folgendes. „Auf Aeckern, zumal im Sandboden, welche mit thierischem Dünger gedüngt werden, auch auf Viehtriften, auf oder unter Düngerhaufen erzeugt sich dieser Pilz nach anhaltender feuchter Witterung oft in grofser Menge, wo er durch heftige Regen und Winde blofsgelegt oder an einzelnen Stellen angehäuft werden kann, und alsdann, auch in neuerer Zeit noch, in manchen Gegenden unter dem Volke zur Sage von Mannaregen Veranlassung gab." *Ku.*

J. H. Coffin. Winds of the northern hemisphere. Smithson. Contrib. VI. 6. p. 1-197†; Silliman J. (2) XVIII. 445-446; Münchn. gel. Anz. XL. 2. p. 49-80†.

Diese Schrift hat der Berichterstatter in den Münchn. gel. Anz. einer ausgedehnten Würdigung unterzogen, und zugleich auf viele Umstände aufmerksam gemacht, welche bei der Herstellung brauchbarer meteorologischer Resultate überhaupt, sowie insbesondere bei Bestimmung der Vertheilung und des Ganges der Luftströmungen aus gewonnenen Beobachtungen von Wichtigkeit sind. In diesem Referate wird daher nur mehr auf die Angabe des Hauptinhaltes des vorliegenden Werkes eingegangen, und sollen dabei noch im Allgemeinen diejenigen Resultate zur Sprache

kommen, auf welche Hr. Coffin durch seine umfassenden Untersuchungen gekommen ist.

Die sämmtlichen Beobachtungsstationen, welche Hr. Coffin seiner Untersuchung zu Grunde legt, wurden fast nach Willkür geordnet, und auf 30 Ländercomplexe so vertheilt, dafs dieser Vertheilung zuweilen der gehörige Sinn fehlt. Die summarische Uebersicht jener Eintheilung ist folgende.

Summarische Uebersicht der Länder- und Ländergruppen der nördlichen Halbkugel, zu denen die Beobachtungsstationen gehören.

Namen des Landes oder der Ländergruppen.	Anzahl der Stationen.
1) Innerhalb des Polarkreises	9
2) Island und Grönland	4
3) Britisch- und Russisch-Amerika	14
4) Maine	21
5) New-Hampshire und Vermont	13
6) Massachussetts, Rhode Island und Connecticut	31
7) New-York	88
8) New-Jersey	7
9) Pennsylvania	52
10) Delaware, Maryland und Virginien	15
11) Nord- und Süd-Carolina	8
12) Georgien, Alabama, Missisippi und Louisiana	3[illegible]
13) Tennessee und Kentucky	10
14) Ohio	17
15) Indiana und Illinois	15
16) Michigan, Wisconsin und Jowa	19
17) Missuri, Arkansas und die westlichen Ländertheile	11
18) Florida, Texas, Californien und Mexico	14
19) Westindien und Südamerika	6
20) Der atlantische Ocean und seine Inseln	9
21) England, Schottland und Irland	38
22) Dänemark, Norwegen, Schweden und Rufsland	21
23) Preufsen, Oesterreich und Türkei	16
24) Deutschland (Baiern und die kleineren Staaten)	30
25) Holland und Belgien	9
26) Frankreich, Spanien und Portugal	26

Namen des Landes oder der Ländergruppen.	Anzahl der Stationen.
27) Schweiz, Italien und das mittelländische Meer .	10
28) Asien	25
29) Afrika	4
30) Der stille und indische Ocean	5

Für die sämmtlichen 575 Stationen sind im 2. und 3. Abschnitte die Beobachtungen über die Windrichtungen der einzelnen Monate und des Jahres, sowie ihre mittleren Resultate niedergelegt, und diese nicht bloſs berechnet, sondern auch graphisch dargestellt; jedoch gewährt die Berechnungsweise dieser Resultate nicht überall die gehörige Uebersicht. Am zweckmäſsigsten erscheint uns die Bearbeitung der Beobachtungen für den atlantischen Ocean, die Straſse von Gibraltar, die Azoren etc., dann jene der nordamerikanischen Staaten. Die graphische Darstellung ist hier so sinnreich durchgeführt, daſs man nicht bloſs die vorherrschende Windrichtung einer jeden Station für alle einzelnen Zeitabschnitte leicht erkennt, sondern auch theilweise die Localeinflüsse derselben wahrzunehmen im Stande ist. Auſserdem sind die den Windstärken entsprechenden Fortschreitungsverhältnisse (rates of progress) berechnet, worunter der Verfasser solche Zahlen versteht, welche angeben, der wievielte Theil der Länge der Strecke, auf welche sich der Wind verbreitet, von derjenigen Länge ist, auf welche er sich erstreckt hätte, wenn seine Stärke etc. nicht durch anderweitige Einflüsse abgeändert worden wäre.

Endlich ist in dem 3. Abschnitte das gesammte Beobachtungsmaterial vereinigt, und mit Hülfe aller erhaltenen Resultate die mittlere Windrichtung gewisser Länderstrecken, diese nach Breitegraden geordnet, angegeben. Die fünf Abtheilungen der nördlichen Hemisphäre, auf welche diese Angaben sich beziehen, sind folgende.

Sect. 1. Amerika östlich des 87. Längengrades;
Sect. 2. Der atlantische Ocean mit Inseln;
Sect. 3. Europa und Afrika;
Sect. 4. Asien und der stille Ocean;
Sect. 5. Amerika westlich des 87. Längengrades.

Die graphischen Darstellungen beider Abschnitte befinden sich auf Taf. II bis X.

Der vierte Abschnitt, in welchem noch einzelne bildliche Darstellungen der eben genannten Tafeln ihre eigentliche Bedeutung und Erläuterung finden, ist grofsentheils als Supplement des vorigen zu betrachten. Zur Hauptaufgabe machte es sich der Verfasser, hier die Richtung der Resultirenden für jeden einzelnen Monat, dann das jährliche Mittel aller dieser Resultirenden und endlich die ablenkende — wahrscheinlich störende — Kraft der Richtung und Gröfse nach zu bestimmen. Aufser diesen Bestimmungen findet man aber noch für manche Punkte die durchschnittliche Dauer einer jeden Windgattung in jedem Monate und eine Zusammenstellung, welche zeigt, wie oft jede Windgattung in jedem Monate im Laufe der ganzen Beobachtungsperiode vorherrschend war. Der fünfte Abschnitt enthält die relative Stärke und Geschwindigkeit der verschiedenen beobachteten Windgattungen. An fünf Beobachtungsstationen wurde mittelst des Anemometers (theils des Osler'schen, theils aber des Whewell'schen) der Druck in Pfunden auf den englischen Quadratfufs beobachtet, und die entsprechende Geschwindigkeit in englischen Meilen per Stunde mittelst der Ronse'schen Tabelle (Phil. Trans. 1759. p. 165; Gehler's phys. Wörterb. X. 2041; Berl. Ber. 1847. p. 583) bestimmt; die Beobachtungen aller übrigen Stationen, von welchen überhaupt Windstärke etc. mitgetheilt wurde, wurden durch Schätzung nach der von der Smithsonian Institution eingeführten Scala angegeben. Im sechsten Abschnitte ist gezeigt, welcher Einflufs sich für die Richtung der Resultirenden ergiebt, wenn man bei ihrer Bestimmung nur die Häufigkeit des Vorkommens einer jeden Windgattung innerhalb eines gewissen Zeitabschnittes, oder aufser dem Zeitelemente auch noch die Windstärke und Geschwindigkeit berücksichtigt. Die aus diesem Abschnitte hervorgehenden Folgerungen zeigen unter anderem, dafs, wenn man die Windstärken nur durch Schätzung bestimmt, vieljährige Beobachtungen nöthig sind, um die Windstärke im Allgemeinen beurtheilen zu können, während solche Beobachtungen, bei deren Erlangung Anemometer angewendet wurden, schon aus zweijährigen Reihen genügende Resultate zu geben scheinen.

Unter den vom Hrn. COFFIN gemachten Zusammenstellungen scheinen die von 35° bis gegen 50° nördl. Breite innerhalb 70° bis 95° westl. Länge liegenden Zonen, dann jene zwischen 47° und 57° nördl. Breite innerhalb 7° westl. und 25° östl. Länge (für Greenwich) befindlichen Zonen besonders vertreten zu sein; jedoch scheinen die Beobachtungen der Aequatorialzonen von 10° bis 25° nördl. Breite und 25° bis 160° westl. Länge das meiste Vertrauen zu verdienen. In den erstgenannten Gürteln scheinen die westlichen mit dem allmäligen Uebergange in südwestliche Winde vorzuherrschen, in dem letztgenannten aber haben die nordöstlichen und nordnordöstlichen Strömungen die Oberhand, wie man diefs am besten aus Taf. VII. erkennen kann. Läfst man für die vereinigten Staaten diejenigen Angaben unberücksichtigt, welche auf Anomalieen führen würden, so zeigt sich im Allgemeinen zwischen dem 40. und 45. Breitengrade innerhalb des 72. bis 78. Längengrades eine westliche, von 35° bis 40° nördl. Breite und innerhalb 80° bis 87° Länge die südwestliche Strömung vorherrschend, während die Windkarte für das westliche Europa keine sicheren Resultate erkennen läfst, hingegen der nördliche Theil des atlantischen Meeres auf Taf. XII. sehr würdige Vertretung gefunden hat. *Ku.*

J. SEDGWICK. The true principle of the law of storms, practically arranged for both hemispheres. Fourth edit. London 1854; Mech. Mag. LXI. 179-183†.

Aus einer über vorgenanntes Werk vor uns liegenden Recension ersehen wir, dafs dasselbe insbesondere für praktische Seeleute von Wichtigkeit sein dürfte, indem es Anleitung giebt, wie man jenen Stürmen, die in Cyklonen bestehen, in vielen Fällen ausweichen, und so die Schiffe vor Gefahren schützen könne. *Ku.*

J. A. Slater. Remarkable whirlwinds. Athen. 1854. p. 125-125†.

Der Tornado, von dem hier die Rede ist, soll von seltener Stärke an einzelnen Punkten sich geäufsert, nicht blofs Dächer abgehoben, Balken in die Höhe gezogen, sondern sogar Kühe in die Höhe gehoben, weit (!) fortgetragen und sodann wieder unversehrt zu Boden gesetzt haben. Von dem Orte aus, an welchem er hauptsächlich wüthete (Dunkirk House 53° 10′ 30″ nördl. Breite, 2° 20′ 30″ westl. Länge), sollen sich die Verwüstungen noch auf 40 bis 50 Meilen verbreitet haben. *Ku.*

Nevins. On the storms which have visited England and Ireland in 1852, 3 and 4, with reference to the theory of rotations. Athen. 1854. p. 1271-1272†; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 30-33.

Seine Behauptungen führt der Verfasser mittelst der Beobachtungen von Armagh, Liverpool und London, wo auf den ersten beiden Punkten Geschwindigkeit und Richtung, auf dem dritten Druck und Richtung des Windes angegeben wurden. Die fortschreitende Bewegung der Stürme wurde durch die Ankunft der Phasen eines und desselben Sturmes, welche von Westen gegen Osten gingen, beobachtet. Es zeigte sich hierbei, dafs die Bewegungszeiten des Sturmes von Armagh nach Liverpool zwischen 1 und 12 Stunden wechselten; in einigen Fällen endigte der Sturm viel eher in London wie in Liverpool; ferner ergab sich, dafs mit jeder rotatorischen, auch eine progressive Bewegung zusammenhängen müsse, endlich dafs vom Beginne eines Sturmes bis zu seiner gröfsten Stärke vergleichungsweise eine viel kürzere Zeit liege als von seinem Höhepunkte bis zu seinem Verschwinden, so dafs sogar diese Zeitfrist das Doppelte des ersteren ist. Die vom Verfasser in Bezug auf den Charakter der Stürme hieraus gemachten Schlüsse widersprechen den bis jetzt aus anderen Untersuchungen bekannt gewordenen Thatsachen. *Ku.*

C. Bulard. On a certain law in the motion of the winds. Athen. 1854. p. 153-153†.

Aus den vom Verfasser durch 2000 Beobachtungen graphisch dargestellten Resultaten über Windrichtungen schliefst derselbe, dafs die Richtung des Windes abhängig sein soll von dem Unterschiede der Declination der Sonne und des Mondes. *Ku.*

Dove. On the changes of wind in a cyclone. Phil. Mag. (4) VIII. 469-472†.

Aus seinen über Cyklonen angestellten Besprechungen schliefst der Verfasser, dafs in Bezug auf gewaltige Bewegungen der Atmosphäre die Stürme entweder „gales oder hurricanes" sind. Beide verursachen eine Drehung der Windfahne; aber bei den Gales dreht sich dieselbe nur mit der Sonne, unter dem Einflusse von Hurricanes aber mit der Sonne auf einer, und gegen dieselbe auf der entgegengesetzten Seite der Stürme. Wenn ein Schiff in der nördlichen Hemisphäre auf der Ostseite der Hurricanes oder der Cyklone vorwärts schreitet, so kann der Schiffer aus dem Wege, den das Schiff nimmt, nicht entscheiden, ob er sich in einer Cyklone oder in einem fortschreitenden Sturm befindet; ist er aber auf der Westseite, so kann er allgemein schliefsen, dafs sobald ein Windwechsel gegen die Sonne eintritt, und der Wind heftig wird, das Schiff in einer Cyklone sich befinden müsse. *Ku.*

Dove. On the bearing of the barometrical and hygrometrical observations at Hobarton and the Cap of good hope on the general theory of the variations of atmospherical phaenomena. Phil. Mag. (4) VIII. 294-301†; Observ. made at the magn. and meteor. observ. at Hobarton III; Silliman J. (2) XIX. 31-38.

Hr. Dove weist in der vorliegenden Abhandlung nach, dafs an vielen Punkten der Erde, von welchen man lange Zeit nur

tägliche Variationen des Barometerstandes annehmen zu müssen glaubte, die jährliche Aenderung des Luftdruckes nicht unbedeutend ist. Insbesondere zeigen diefs die Beobachtungen Südamerikas, Hindostans und jene von Sibirien, wie schon früher zum gröfsten Theile von dem Verfasser an anderen Orten (Pogg. Ann. LVIII. 177, LXXVII. 309; Berl. Monatsber. 1852. p. 285) hierauf aufmerksam gemacht worden ist. Die jährliche Variation sei an allen Stellen beträchtlich, wo Aequatorialströme vorherrschen, wenn die Sonnenhöhe am gröfsten ist, und bei vorherrschenden Polarströmen, wenn die Sonnenhöhe am geringsten ist. Ueberall hingegen, wo die Windrichtung nahezu constant bleibt, oder wo ein periodischer Wechsel wahrzunehmen ist, sei sie von unbeträchtlicher Gröfse. Der Druck der Luft nehme aber auf allen Stationen in Europa und Asien von den kältesten zu den wärmeren Monaten ab, und hat im wärmsten Monate sein Minimum.

In seinen weiteren Deductionen erörtert nun der Verfasser, welchen Antheil die Temperaturvariationen an den Schwankungen des Luftdruckes haben, wie aber insbesondere der Gehalt der Luft an Wasserdampf und die Luftströmungen als eigentliche Ursachen dieser Erscheinungen anzusehen seien. Wir müssen uns aber mit der vorstehenden Anzeige hier begnügen, da wir nur der Gründlichkeit dieser Erörterungen Eintrag thun könnten, wenn wir es versuchen wollten, dieselben auszugsweise hier weiter darzustellen. *Ku.*

K. Fritsch. Ueber den Orcan am 30. Juni 1854. **Wien. Ber. XIV. 9-26†; Inst. 1855. p. 39-40.**

Um den Verlauf und die Wirkungen eines Gewittersturmes zu verfolgen, der am 30. Juni 1854 an einzelnen Punkten des österreichischen Kaiserstaates mit solcher Heftigkeit wüthete, dafs er dort als der stärkste seit Menschengedenken bezeichnet wurde, hat Hr. Fritsch die Witterungsbeobachtungen aus vielen österreichischen Stationen und von einzelnen baierischen Statio-

nen, über welche der Wind, ehe er in einen Sturm überging, weggegangen sein soll, so zusammengestellt, daſs, unter Aufzählung der Beobachtungsorte nach ihren geographischen Positionen und Meereshöhen, die Abweichungen der Temperatur und des Luftdruckes zu bestimmten Stunden genannten Tages von dem monatlichen Mittel, dann alle übrigen Witterungsphänomene der angeführten Orte, so weit die hierfür vorhandenen Aufschreibungen es zulieſsen, aus der zu diesem Zwecke für 76 Stationen angefertigten Tabelle ersehen werden können. Mittelst dieser Tabelle und sonstiger durch anderweitige Mittheilungen gewonnener Hülfsmittel leitet Hr. Fritsch den Gang des Sturmes, seine räumliche Ausbreitung und einige andere Folgerungen ab, die sich insbesondere auf die Geschwindigkeit und den Zusammenhang desselben mit der Temperatur beziehen.

Wir begnügen uns hier mit der Bemerkung, daſs der in Rede stehende Orcan von West gegen Ost seine fortschreitende Bewegung gehabt hat, daſs mit demselben Wirbelwinde, wie es bei allen derartigen Phänomenen zum gröſsten Theile wohl der Fall ist, verbunden waren, die bald stärker, bald mäſsiger mit dem Sturme sich bewegten, daſs der eigentliche Sturm nur auf geringe Höhen sich erstreckte, und daher durch die Terraingestaltung und Beschaffenheit der Terrainstrecken bedeutende Abänderungen erlitt, und daſs seine Geschwindigkeit an manchen Stellen bedeutend gewesen sein muſs, wenn man die vom Verfasser hierfür aufgestellten Daten zur Beurtheilung derselben zu Grunde legen kann. Denn nach diesen waren die Geschwindigkeiten des Orkanes folgende.

				Entfernung in Meilen.	Zeit-intervallen.	Weg in einer Stunde nach Meilen.
Von	Kremsmünster	bis	Wien	22,6	2ʰ 1′	11,2
-	Linz	-	Wien	21,0	0 45	28,0(?)
-	Wien	-	Gran	23,8	3 36	6,6
-	Admont	-	St. Peter	22,2	1 33	14,3
-	St. Peter	-	Klagenfurt	8,8	0 27	19,6
-	Klagenfurt	-	Fünfkirchen	42,0	2 44	15,4

Die räumliche Ausbreitung des Sturmes hingegen scheint

sehr gering gewesen zu sein; aber mit Sicherheit läfst sich wohl keine Gröfse derselben angeben, da hierfür die hierüber vorhandenen Witterungsberichte nicht ausreichen. Die der Abhandlung beigegebene Karte zeigt die Vertheilung der Temperatur an den erwähnten 76 Stationen um 2 Uhr Abends des 30. Juni 1854 durch ihre Abweichungen vom Monatsmittel; jedoch stellt sie den Verlauf des Sturmes nicht dar, und hat, insbesondere auch deshalb, weil dieser an verschiedenen Punkten zu den Zeiten 5^h bis 6^h Abends, $2\frac{1}{2}^h$ Abends, 1^h 35' Abends, 0^h 20', 1^h 37' Abends, 3^h Abends, 1^h bis 2^h Abends, $2\frac{1}{4}^h$ Abends, 5^h Abends, $2\frac{1}{4}^h$ Abends, 6^h 12' Abends, $3\frac{3}{4}^h$ Abends, $7\frac{1}{2}^h$ Abends, 1^h und 2^h Abends eintrat, wohl nur relativen Werth, indem zur Beurtheilung derartiger Phänomene die Kenntnifs des stündlichen Ganges aller Witterungselemente unerläfslich ist. *Ku.*

T. Dobson. On the storm-tracks of the south pacific ocean. Phil. Mag. (4) VII. 268-272†.

Durch viele Beispiele weist Hr. Dobson nach, dafs die cyklonischen Stürme im südlichen stillen Ocean zuerst gegen Ost, dann südöstlich etc. und endlich südwestlich ziehen. Die mittlere Bahn dieser Stürme des südlichen stillen Oceans ist daher jener des südlichen indischen Oceans gerade entgegengesetzt, was den bisher über diese Bahnen verbreiteten Ansichten widerspricht. Die Krümmung der Sturmbahnen ist aber dort von derselben Art wie jene an der Ostküste von Australien, während die Bahnen am südlichen indischen Ocean dieselbe Krümmung wie jene an der Westküste von Australien haben. Es soll diefs auch für die westindischen Cyklonen und jene der Küsten, welche sie durchstreichen, gelten. *Ku.*

Fernere Literatur.

A. Gautier. Notice sur l'observatoire de Bruxelles et sur les travaux scientifiques qui y ont été exécutés. Arch. d. sc. phys. XXV. 5-28, 135-161.

E. Loomis. Notice of the hail storm which passed over New York City, on the first of July, 1853. Silliman J. (2) XVII. 35-55.

O. W. Morris. Abstract of a meteorological register kept a Knoxville, Tennessee, for the year 1852. Silliman J. (2) XVII. 139-140†.

L. Witte. Ueber die Vertheilung der Wärme auf der Erdoberfläche. Z. S. f. Naturw. III. 26-40, IV. 23-43.

S. P. Hildreth. Abstract of a meteorological journal for the year 1858, kept at Marietta, Ohio. Silliman J. (2) XVII. 255-258.

C. Smallwood. Mean results of meteorological observations, made at St. Martin, Isle Jesus, Canada east, for 1853. Silliman J. (2) XVII. 287-290.

Tornado in Knox Co., Ohio. Silliman J. (2) XVII. 290-290.

J. F. Miller. Synopsis of meteorological observations made at the observatory, Whitehaven, Cumberland, in the year 1853. Edinb. J. LVI. 249-260.

Weber. Jahresbericht der meteorologischen Station in Halle. Z. S. f. Naturw. III. 127-129.

G. Bianchi. Recenti fenomeni meteorologichi. Tortolini Ann. 1854. p. 23-30.

Lartigue. Exposition du système des vents. C. R. XXXVIII. 1015-1018.

J. F. Miller. Synopsis of the fall of rain, etc., in the english lake district and mountain district, in the year 1853. Edinb. J. LVII. 88-91.

R. Adie. On the influence of undulating or hilly ground in checking currents of wind. Edinb. J. LVII. 94-98, 300-304.

Sykes. Climat de Zanzibar. Arch. d. sc. phys. XXVI. 265-266; J. of geogr. Soc. XXIII.

Z. Thompson. Abstract of meteorological observations made at Burlington, Vt., in 1853. Silliman J. (2) XVII. 445-447.

W. C. Redfield. On the first hurricane of September 1853 in the Atlantic, with a chart and notices of other storms. Silliman J. (2) XVIII. 1-18, 176-190.

O. N. Stoddard. The Brandon tornado of January 20th, 1854. Silliman J. (2) XVIII. 70-79.

S. P. Lathrop. Abstract of a meteorological journal kept at Beloit College, Beloit, Wis., for the year 1853. Silliman J. (2) XVIII. 146-148.

H. Gibbons. The climate of San Francisco. Review of the weather for the year 1853. Silliman J. (2) XVIII. 148-150.

Holböll. Klimatologische Notizen über Grönland. Z. S. f. Naturw. III. 427-428.

H. Krutzsch. Untersuchung über die Temperatur der Bäume im Vergleiche zur Luft- und Bodentemperatur. Jahrb. d. Forstakademie zu Tharand 1854. p. 214-270.

T. Saunders. An inquiry into the variations of climate within the tropics, in connexion with the vertical action of the sun and the actual motion of the earth, especially with reference to the climate of the golf of Carpentaria in north Australia. Rep. of Brit. Assoc. 1853. 2. p. 91-92.

Depigny. Nouvelles observations sur la grêle et sur le grésil. C. R. XXXIX. 1016-1017, 1086-1086; Inst. 1854. p. 422-423; Arch. d. sc. phys. XXIX. 333-333.

K. Fritsch. Ergänzung der Belege für eine säculare Aenderung der Lufttemperatur, nachgewiesen aus vieljährigen, an mehreren Orten angestellten Beobachtungen. Wien. Ber. XIII., 18-36.

Buys-Ballot. De jaarlijksche gang der temperatuur te Groningen, Nymegen en Brussel, en de afwykingen te Utrecht, 1849-1853. Konst- en letterbode 1854. p. 214-215, p. 223-225.

W. H. Sykes. Climate of Nice. Athen. 1854. p. 1463-1463; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 34-35.

Witte. Ueber die Witterungsverhältnisse von Magdeburg. Z. S. f. Naturw. IV. 290-291.

E. Ritter. Note sur la mesure des hauteurs par le baromètre. Mém. d. l. Soc. d. Genève XIII. 343-372.

J. F. Miller. On the meteorology of the english lake district for the year 1851, 1852 and 1853. Edinb. Trans. XXI. 81-122.

J. Prettner. Beiträge zur Klimatologie der Alpen. II. Vertheilung der Luftwärme. Jahrb. d. naturh. Landesmus. v. Kärnten 1854. p. 161-170.

Results of meteorological observations made at the Royal observatory, Greenwich, in 1852. Greenwich Obs. 1852. p. (CXXXI)-(CLV).

A. Quetelet. Tableau des observations diurnes en 1851 et 1852. Ann. d. l'observ. d. Brux. X. 2. p. 1-190.

N. Neese. Das Klima von Fellin, nach den Beobachtungen des Dr. Dumpf berechnet. Rigaer Correspondenzbl. IV. 3-13.

Pauker. Der Himmelsstrich von Mitau. Rigaer Correspondenzbl. IV. 13-14.

N. Neese. Ein Blick auf die physikalisch-geographischen Verhältnisse Livlands. Rigaer Correspondenzbl. IV. 100-106.

Tilling. Meteorologische Beobachtungen aus Ajan. Rigaer Correspondenzbl. IV. 134-139.

T. Hopkins. On the separate pressures of the aqueous and the gaseous portions of the atmosphere. Mem. of Manch. Soc. (2) XI. 1-26.

— — On the influence of sun-heated land in producing atmospheric currents. Mem. of Manch. Soc. (2) XI. 199-214.

H. de Villeneuve. Études sur le drainage en France dans ses rapports avec la météorologie et la géologie. Ann. d. mines (5) VI. 293-342.

E. Liais. Sur une nouvelle méthode pour déterminer la hauteur des nuages. Mém. d. l. Soc. d. Cherbourg II. 377-378.

R. Wolf. Meteorologische Beobachtungen im October, November und December 1853, nebst Uebersicht der meteorologischen Verhältnisse im Jahr 1853 und Untersuchung der Angaben eines Ozonometers. Mitth. d. naturf. Ges. in Bern 1854. p. 17-31.

— — Meteorologische Beobachtungen im Winter 1853

auf 1854, im Frühling 1854 und im Sommer 1854. Mitth. d. naturf. Ges. in Bern 1854. p. 65-68, p. 108-111, p. 123-125.

R. Wolf. Meteorologische Beobachtungen im Herbst 1854; Darstellung der Windverhältnisse in Bern nach Benoit's Beobachtungen in den Jahren 1838 bis 1852; Vergleichung zwischen den mittleren Temperaturen in Bern und Burgdorf; Anomalie im täglichen Gange der Temperatur; Resultate aus den Beobachtungen der Bodentemperaturen. Mitth. d. naturf. Ges. in Bern 1854. p. 145-157.

E. Fueter. Tiefer Barometerstand in Bern am 2. Februar 1823. Mitth. d. naturf. Ges. in Bern 1854. p. 103-103.

A. T. Kupffer. Annales de l'observatoire physique central de Russie. Année 1851. p. 1-880. St.-Pétersbourg 1853.

— — Correspondance météorologique. Année 1853. p. 1-184, p. I-XXXII. St.-Pétersbourg 1854.

E. Boll. Der grofse Nebel im Jahre 1783. Boll. Arch. 1854. p. 114-118.

Prozell. Meteorologische Beobachtungen zu Hinrichshagen im meteorologischen Jahre 1853. Boll. Arch. 1854. p. 153-177, Tabelle.

Regelmäfsige meteorologische Beobachtungen sind aufserdem mitgetheilt in Ann. d. chim., Arch. d. sc. phys., C. R., Inst., Konst- en letterbode, Öfvers. af förhandl., Overs. over Forhandl., Phil. Mag., Wien. Ber., Z. S. f. Naturw.

46. Physikalische Geographie.

A. Hydrographie.

J. C. Ross. On the effect of the pressure of the atmosphere on the mean level of the Ocean. Proc. of Roy. Soc. VII. 123-126†; Phil. Mag. (4) VIII. 318-320; Phil. Trans. 1854. p. 285-296†; Silliman J. (2) XIX. 52-55; Inst. 1855. p. 109-110.

In Port Leopold (74° nördl. Breite und 91° westl. Länge) beobachtete Hr. Ross die Wirkung des Barometerstandes auf das mittlere Niveau des Meeres, wobei die Einwirkung des Windes durch die Eisbedeckung eines grofsen Theils des Meeres ausgeschlossen war. Die Mittel der stündlichen Beobachtungen des Barometers und des Meeresniveaus wurden verglichen und ergaben für 29,874 Zoll Barometerstand als mittleres Meeresniveau 21 Fufs 0,21 Zoll. Der höchste Barometerstand (Mittel von 3 Tagen) von 30,227 Zoll entsprach 20 Fufs 8,4 Zoll Seeniveau und der niedrigste Barometerstand (Mittel von 3 Tagen) von 29,559 Zoll einem Niveau des Meeres von 21 Fufs 5,4 Zoll, so dafs ein Unterschied von 0,668 Zoll im Luftdruck einem Unterschied von 9 Zoll in dem mittleren Meeresniveau entspricht (1 : 13,3). Wenn B den mittleren Luftdruck, λ das beobachtete Meeresniveau, β den entsprechenden Barometerstand, D das Verhältnifs der specifischen Gewichte von Seewasser und Quecksilber bezeichnet, so ist das corrigirte mittlere Meeresniveau $L = \lambda + (\beta - B)D$. In einer Nachschrift bemerkt der Verfasser, dafs Daussy schon früher Aehnliches beobachtet und Lubbock die Beobachtungen bestätigt habe, nämlich dafs die Höhe von Hochwasser im umgekehrten Verhältnisse mit dem Barometerstand wechsele. Die Wirkung der Unterschiede des letzteren verhielt sich in Brest wie 1 : 16, in Liverpool wie 1 : 10, in London wie 1 : 7. *Rt.*

A. Erdmann. Vattenståndet i Mälaren och Saltjön under år 1853. Öfvers. af förhandl. 1854. p. 13-15†.

Eine Tabelle, die nach Analogie der früheren enthält für jeden Monat 1853 den mittleren, höchsten und niedrigsten Wasserstand und die Dauer nach Tagen des höchsten und niedrigsten Standes im Mälarsee und in der Ostsee. *Rt.*

A new method for taking deep sea soundings. Edinb. J. LVI. 183-183†.

Um bei Messung von Meerestiefen den Verlust des Taues zu vermeiden, der bei jeder Messung bisher verloren ging, wenden die Amerikaner jetzt einen Apparat an, bei dem das Loth beim Aufstofsen auf dem Grunde von dem Tau sich löset, so dafs letzteres leicht aufgezogen werden kann. Man erfährt jedoch durch eine mit heraufgebrachte Probe die Beschaffenheit des Grundes, mit dem das Senkblei in Berührung gekommen ist.

Rt.

C. Irminger. Ueber Meeresströmungen. Gumprecht Z. S. III. 169-190†.

T. E. Gumprecht. Die Treibproducte der Strömungen im nordatlantischen Ocean. Gumprecht Z. S. III. 409-432†.

Hr. Irminger beobachtete mittelst des von Aimé angegebenen Stromrichtungzeigers in 31° 52′ nördl. Breite und 17° 12′ westl. Länge von Greenwich (in Sicht von Madeira) am 14. September 1847 in 1980 Fufs Tiefe eine Richtung der Strömung nach WSW., während im Allgemeinen die Oberflächenströmung dort nach Osten, nach der afrikanischen Küste, gerichtet ist. Er fand ebenda die Temperatur des Wassers in 1980 Fufs Tiefe zu 8,8° R., die des Wassers auf der Oberfläche zu 20°, die der Luft im Schatten zu 19,6°. Vielleicht setzt nach obiger Beobachtung die Strömung aus der Davisstrafse ihren Lauf nach SO. unter dem Golfstrom hin fort und nimmt dann in der Nähe von Südeuropa und Nordafrika eine südlichere und dann eine westlichere Richtung an.

In 25° 4′ nördl. Breite und 65° 41′ westl. Länge von Greenwich war die Temperatur der Luft im Schatten auf dem Deck 20,8°, die des Wassers an der Oberfläche 19,75°, die des Wassers in der Tiefe von 2934 Fuſs 6,2°; der Stromrichtungszeiger gab Strömung nach NW. an.

Sonst regelmäſsige Strömungen der Oberfläche zeigen durch äuſsere Einwirkungen oft Unregelmäſsigkeiten, wie die von Hrn. Irminger mitgetheilten Beobachtungen auf einer Reise von Guinea nach Westindien 1847 nachweisen.

Ueber die Strömungen des nördlichen Theiles des atlantischen Meeres hat Hr. Irminger aus eigenen und fremden Beobachtungen Folgendes ermittelt. Zwischen den Shetlandinseln (Fairhill) und dem südlichsten Theile von Island (59½° bis 63° nördl. Breite und 2° bis 18° westl. Länge von Greenwich) findet eine Strömung nach NO. statt, von 18° bis 25° westl. Länge und von 63° bis etwa 66° nördl. Breite eine nach NW. gerichtete, zwischen 32° bis 39° westl. Länge und 57° bis 58° nördl. Breite geht die Strömung nach Norden. Die Temperatur des Meeres westlich von Fairhill (2° westl. Länge von Greenwich) bis etwa zu 30° westl. Länge in 60° Breite ist etwa dieselbe; es zeigen sich jedoch kältere und wärmere Streifen mit Temperaturunterschieden von 1° bis 2°). Westlich von 30° wird je näher nach Grönland je mehr das Meerwasser abgekühlt; doch treten zwischen 30° und 45° westl. Länge bedeutende Wechsel ein, je nachdem der stärkere oder schwächere Strom aus der Davisstraſse die Nordgränze des Golfstromes vorschiebt, und die Eismassen aus der Davisstraſse durch die Temperatur einwirken.

Die warme Strömung endet da, wo das Nordwestland von Island endet und die mächtige, eisführende, westliche und südwestliche, nach Ostgrönland gerichtete Eismeerströmung hemmend einwirkt; durch die erstere erhält das Wasser an der Westküste Islands im Sommer eine Temperatur von etwa 9° R., während an dem gegenüberliegenden Ostgrönland die Temperatur nur zwischen — 1,8° und + 0,9° R. schwankt, daher nie Eis in der Farebucht, und überhaupt mildes Klima in Westisland. Während die Eismeerströmung im Juni 1846 in 66° 30′ nördl. Breite und 26° 14′ westl. Länge 0,2° bis 2,5° R. zeigte, wurden zu derselben

Zeit in 65°38′ nördl. Br. und 24°17′ westl. Länge 6,9° bis 7,6° R. gefunden; Reikiavik in Westisland hat 3,2° R. Mitteltemperatur, Godthaab in Grönland nur — 1,86°.

In Norwegen, den Faröern, Island, Grönland werden durch die Strömungen tropische Erzeugnisse, Treibhölzer, aus den grofsen amerikanischen Flüssen durch den Kreislauf der Wassermassen angetrieben, die durch den Golfstrom und die zwischen Schottland und Island laufende Strömung fortgeschafft sind. Aufser diesen kommen auch Treibhölzer von den sibirischen Flüssen mit der südwestlichen Strömung um Spitzbergen nach Island und Grönland. *Rt.*

A. G. Findlay. On arctic and antarctic currents and their connexion with the fate of Sir J. Franklin. Athen. 1854. p. 1210-1211†; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 117-119.

Eine Uebersicht der Strömungen im arctischen und antarctischen Meere. Hr. Findlay hält es für möglich, dafs die am 20. April 1851 auf dem Nordende der Newfoundlandbank gesehenen Schiffe der Erebus und Terror gewesen seien, dafs Franklin vom Wellingtonsund nördlich oder nordwestlich vorgedrungen sei. Scoresby hält es für möglich, dafs Franklin auf einer Insel in der Länge der Wellingtonstrafse in der Breite von Spitzbergen einen Zufluchtsort gefunden habe. *Rt.*

C. Dareste. Note sur la coloration des eaux de la mer de Chine. C. R. XXXVIII. 461-463†; Inst. 1854. p. 82-82*; Cosmos IV. 300-302; Arch. d. sc. phys. XXVI. 371-372*.

— — Mémoire sur la couleur rouge que la mer présente en diverses localités et sur les causes de cette coloration. C. R. XXXIX. 1207-1211†; Inst. 1854. p. 441-441*; Cosmos VI. 24-25.

Grofse, scharf begränzte Streifen des Meerwassers zeigen, ohne auf Untiefen zu ruhen, oft eine von der gewöhnlichen abweichende, gelbe, blutrothe oder braune Färbung, die meistens an gewissen Localitäten permanent ist. Im rothen Meere und

im chinesischen Meere südlich von Formosa rührt die rothe Färbung von einer mikroskopischen Alge, Trichodesmium erythraeum Ehrenb. her. Trichodesmium Hindsii Montagne färbt das Meer an mancken Stellen der Küsten Südamerikas, besonders an der Ostküste. Durch eine andere, vielleicht zu derselben Gattung gehörige Alge erhält das Meer in Australien eine braunrothe oder graue Färbung. Mikroskopische Krusten, Cerochidus australis Roussel, bringen im December und Januar an der Mündung des la Plata gefärbte Streifen hervor; ein anderer Krusten (Grimotea Leach) färbt das Meer an den Küsten Südamerikas. Die Noctilucaarten, eine Hauptursache des Seeleuchtens, färben sich roth unter gewissen Umständen und röthen dann das Meer auf große Strecken; von ihnen rührt vielleicht auch die milchweiße Färbung her, sowie von verwandten Arten die bald rothbraune bald grüne Färbung des Meeres an den östlichen Küsten von Grönland in der Baffinsbay. Auch Biphoren und Larven von Anneliden oder Pteropoden bringen Färbungen hervor. An der Mündung des Tajo färbt die mikroskopische Alge Protococcus atlanticus das Meer; Bacillarien färben das antarctische Meer. Substanzen von nicht bekannter Natur, die durch die Flüsse herbeigeführt werden, färben das Meer an der Mündung des gelben Flusses in China und des Rio Colorado in Californien. Ueber die Namen rothes, weißes Meer etc. ist zu vergleichen Paravey C. R. XXXVIII. 694. *Rt.*

W. H. Smyth. On the mediterranean sea. Edinb. J. LVI. 369-371†.

Aufser Notizen über Druck in den Tiefen und Farbe des Mittelmeeres ist angegeben, dafs von der Tiefe von 180 Faden an, die Temperatur des Wassers wenig von 42° bis 43° F. abwich. Bei gleichen Tiefen ist die Temperatur an den Küsten höher als in der offenen See. Durch thermometrische Beobachtungen läfst sich auf die Nähe des Landes oder einer grofsen Bank hier nicht schliefsen. Die Temperatur der Oberfläche wechselt von Sonnenaufgang bis zum Nachmittag um 3 bis 4 Grade und mehr. *Rt.*

Documentary publications and science in the coast survey report for 1853. SILLIMAN J. (2) XVIII. 200-212†.

A. D. BACHE. On the tides at Key West, Florida, from observations made in connexion with the United States coast survey. SILLIMAN J. (2) XVIII. 305-314†.

Als allgemeines Resultat der Untersuchung des Golfstromes, welche unter Leitung des Hrn. BACHE angestellt ist, hat sich ergeben, dafs sein Querschnitt auf der Oberfläche aus einem Wechsel von Streifen warmen und weniger warmen Wassers besteht. An der Küstenseite begränzt ihn ein Strom kalten Wassers, dessen Richtung der SW. nach NO.richtung des Golfstromes entgegengesetzt ist. Die Temperatur der alternirenden wärmeren und weniger warmen Streifen des Golfstromes entsprechen nahezu dem Niveauunterschiede des Meeresgrundes, so dafs die geringere Tiefe den niedrigeren Temperaturgraden entspricht. Der Golfstrom ist ein oberflächlicher; in 450 Faden Tiefe fand man, 14 Miles ONO. von Cap Florida, auf dem Meeresgrunde im Juni 49° F., während die Luft 81° F. hatte; 80 Miles östlich von Cap Cañaveral in 1050 Faden Tiefe 38° F., während die Mitteltemperatur der Luft in St. Augustine 69,9° F. ist. Zwei untermeerische Hügelketten an der Küste von Florida bewirken, dafs der Strom kalten Wassers in die Höhe steigt und dafs sich der Golfstrom in Bänder von warmem und weniger warmem Wasser theilt.

Die Fluthen an der atlantischen Küste sind regelmäfsig und zeigen einen bestimmten, aber kleinen Unterschied in den Fluthen Morgens und Abends, die bekannte tägliche Ungleichheit. Im mexicanischen Meerbusen zeigt sich westlich der Apalachicolabay nur einmal Fluth in 24 Stunden. An der Küste des stillen Meeres ist die tägliche Ungleichheit der sonst regelmäfsigen Fluthen aufserordentlich grofs. Ueber die Gezeiten am Fort Taylor, Key West, Florida sind speciellere Mittheilungen gegeben, auf die verwiesen werden mufs. Das mittlere Steigen und Fallen beträgt 1,4 Fufs. Die tägliche Ungleichheit ist relativ sehr grofs; denn sie beträgt im Mittel 0,55, im Maximum 0,83 Fufs. *Rt.*

Craven. Notice of the discovery of a deep sea bank in the examination of the Gulfstream. Edinb. J. LVII. 177-177†; Amer. Annu. of scient. discov. 1854. p. 309.

Hr. Craven, der den Golfstrom durchschnitten hatte, ohne bei 1000 Fathoms Grund zu erreichen, fand in 28° 24′ nördl. Breite und 79° 5′ westl. Länge eine Sandbank in 469 Fathoms Tiefe, wahrscheinlich eine Fortsetzung der Bahamabank. *Rt.*

Whewell. On Mr. Bache's tidal observations. Athen. 1854. p. 1270-1271†; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 28-28.

Die früher aufgestellten Linien gleicher Fluthzeit (cotidal lines) machen sehr spitze Winkel mit den Küsten, die sie treffen, und sind im Ocean sehr convex. Nach Bache's Untersuchungen an den nordamerikanischen Küsten sind diesen die Linien gleicher Fluthzeit fast parallel; es scheint überhaupt schwierig derartige Linien durch den ganzen Ocean zu ziehen, und es entsteht die Frage, ob nicht, nach der schon früher vom Verfasser ausgesprochenen Ansicht, die oceanischen Fluthen nur von einer grofsen Oscillation des Oceans herrühren und die littoralen Fluthen nur eine Fortsetzung derselben sind, so dafs die eine bisher angenommene grofse fortgepflanzte Welle gar nicht vorhanden ist. *Rt.*

E. Liais. Sur les ras-de-marée. Mém. d. l. Soc. d. Cherbourg II. 301-302†.

Der Verfasser glaubt eine Beziehung zwischen Gewitterstürmen und den heftigen Erhöhungen des Meeresspiegels an den französischen Küsten, den sogenannten Ras-de-marée, gefunden zu haben, obwohl man unter diesem allgemeinen Namen noch mehrere andere Erscheinungen begreift. Anziehungen und Abstofsungen der elektrischen Wellen sollen die Ras-de-marée bewirken. *Rt.*

B. Chazalon. Note sur la marée solaire de Brest. C. R. XXXVIII. 1149-1153†.

— — Note sur l'oscillation du niveau d'équilibre des mers; réflexions sur les échelles de marée. C. R. XXXIX. 111-116†; Cosmos V. 45-46.

Der erste Aufsatz bestätigt die früher schon von Laplace gewonnenen Resultate. Nach der zweiten Mittheilung hat die jährliche Fluthperiode ihr Maximum am 12. November und ihr Minimum gegen den 10. Mai, die halbjährliche ihr Maximum am 1. Juni und 3. December, das Minimum am 1. Mai und 3. September. Als Maafsstäbe haben sich die aus Porcellan am besten bewährt. *Rt.*

A. Bravais. Sur les marées observées pendant la campagne de la Corvette la Recherche en 1838, 1839 et 1840 dans les mers du nord. C. R. XXXVIII. 488-495†; Cosmos IV. 320-322†.

In den hohen Breiten von Spitzbergen, Hammerfest u. s. w. ist die Höhe der Fluth noch sehr bedeutend und stärker als in den meisten Häfen des stillen Meeres. Wichtig ist, dafs die tägliche Fluthwelle, die weiter südlich viel schwächer auftritt als die halbtägige, von relativ immer gröfserer Bedeutung wird, je mehr man nach Norden fortschreitet, so dafs das Verhältnifs der Höhe der ersteren zu der der letzteren in Hammerfest 2 bis 3 mal gröfser ist als in Brest. Da auch im nördlichen Theile des stillen Oceans die Wirkung der Tagfluthen nach Whewell viel bedeutender ist als die der Halbtagfluthen, so scheint es nicht unmöglich, dafs diese grofsen Tagfluthen, durch die Behringstrafse hindurchgehend, auf die Fluthen des nördlichen Eismeeres und am Nordkap Einflufs ausüben. *Rt.*

Gill. The tides in the south pacific. Edinb. J. LVII. 148-151†.

Die Höhe der Fluthen ist in Tahaiti und den benachbarten Inseln sehr gering, 15 bis 18 Zoll, und das Hochwasser reicht selten über eine Stunde vor oder nach Mittag hinaus, so dafs die

Gezeiten kaum vom Mond abhängig erscheinen, während auf den übrigen niedrigen Inseln der Südsee, z. B. den Tonga- und Fijüinseln, den neuen Hebriden u. s. w. die Fluthöhe durchschnittlich 4½ Fuſs beträgt und lunisolare Fluthen vorhanden sind. Der Verfasser will die Erscheinung, daſs die Societätsinseln nur solare Fluthen zeigen, dadurch erklären, daſs sie von den zwei, nach entgegengesetzten Richtungen zwischen der Westküste von Amerika und den Inselgruppen fortschreitenden, groſsen Fluthwellen nicht betroffen werden. *Rt.*

A. R. Wallace. Piroróco or bore that occurs in the Guamá river at spring tides. Edinb. J. LVI. 180-182†; Travels on the Amazon and Rio negro p. 114.

Wo die Bore in dem Guamá 30 Meilen oberhalb Pará beginnt, geht eine Untiefe durch den Fluſs. Die jenseit Pará schnell strömende Fluth trifft bei ihrem Eintritt in den Guamá das etwas enge Fluſsbett, die Wassermasse der Fluth wird tiefer, flieſst schneller, und bildet, da sie plötzlich auf die Untiefe stöſst, eine groſse, rollende, nicht gebrochene Welle, den Piroróco oder die Bore. *Rt.*

M. Willkomm. Die Gewässer der iberischen Halbinsel. Gumprecht Z. S. II. 257-312†.

Der Verfasser giebt eine der Hauptsache nach auf eigene Anschauung basirte Schilderung über den Verlauf der Wasserscheiden und den Ursprung und die Bildung der Hauptströme und ihrer gröſseren Zuflüsse in der iberischen Halbinsel. Er hebt besonders hervor, daſs die Wasserscheiden nicht immer mit der Giebellinie der Gebirge zusammenfallen, daſs sie vielmehr häufig von nur schwach gewölbten Plateaus gebildet werden, so daſs Durchbrüche entstehen. *Rt.*

M. V. Lipold. Das Gefälle der Flüsse im Kronlande Salzburg. Jahrb. d. geol. Reichsanst. 1854. p. 614-624†.

Der Aufsatz enthält in drei Tabellen eine Zusammenstellung des Gefälles der Salzburgischen Flüsse zwischen einzelnen Punkten ihres Laufes von ihrem Ursprung bis zu ihrer Mündung, und des Ansteigens und Neigungswinkels von einigen Tiefpunkten zu den nächstbefindlichen Bergspitzen. *Rt.*

Brown. Tables of statistics respecting the Mississippi. Edinb. J. LVII. 181-182†; Amer. Annu. of scient. discov. 1854. p. 306.

Angaben über Wassermenge, Masse des fortgeführten Schlammes, Ausdehnung und Tiefe, Inhalt des Delta etc. des Mississippi. *Rt.*

F. E. Koch. Die Wirkungen des strömenden Wassers. Boll. Arch. 1854. p. 121-123†.

Ablagerungen von Sinkstoffen in einem abgeschnittenen Elbarm bei Dömitz nach den bekannten Gesetzen werden beschrieben. Der Verfasser fand einen Granitblock von 3 Cubikfufs Inhalt, also etwa von 500 Pfund Gewicht, auf einer geröllfreien Fläche, die nur vom höchsten Wasser überströmt wird, durch das Eis transportirt. *Rt.*

Belgrand. De l'influence des forêts sur l'écoulement des eaux pluviales. Ann. d. ponts et chauss. mém. (3) VII. 1-27†.

Der Verfasser ist der Ansicht, dafs in einer mäfsig bergigen Gegend, wie z. B. im Bassin der Seine, eine Bepflanzung mit Laubholz nicht als Resultat eine Regularisirung der Flufsläufe haben würde. Er stellte Untersuchungen vom 17. November 1850 bis 1. Mai 1853 am Cousin, einem Nebenflufs der Seine, an, dessen Quellgebiet aus Granit besteht und zu einem Drittel besetzt ist, an der Grenetière, deren Quellgebiet aus Granit besteht und ganz bewaldet ist, und am Bouchat, einem Zustrom

des Cousin, dessen ganz abgesetztes Quellgebiet in Lias liegt. Er gelangt zu folgenden Sätzen.

1) Eine Bepflanzung mit Laubholz ist nicht geeignet den Ablauf der Regenwasser bei Wasser nicht durchlassendem Boden zu verlangsamen und macht nicht die Menge des in die Thalwege vom Wasser Hinabgeführten im Winter und Sommer gleich.

2) Wildbäche folgen in bewaldetem und nicht bewaldetem Terrain anderen Gesetzen (régime) im Sommer als im Winter; in beholzten Gegenden ist der Uebergang von einem Régime zum andern stärker als in nicht bewaldeten, weil es dem Abfallen und dem Hervortreten der Blätter entspricht.

3) In Wasser nicht durchlassendem bewaldetem Terrain ist der Anwachs der Wildbäche von kurzer Dauer im Winter wie im Sommer; im Winter ist der Anwachs stark, im Sommer schwach.

4) Die Blätter, welche den Wald bedecken, absorbiren im Sommer das Regenwasser, ebenso die Spalten des nicht bewaldeten Bodens, und das Anwachsen der Wildbäche ist schwach; im Winter, wo diese Bedingungen nicht vorhanden sind, ist das Anwachsen der Wildbäche stark im bewaldeten und nicht bewaldeten Gebiet.

5) In Wasser durchlassendem bewaldetem Terrain ist das Volumen der Quellen im Winter bei Regenwetter stärker und nimmt vom Anfang bis Ende des Sommers ab, obwohl die Regenmenge im Sommer gröfser als im Winter ist.

6) Die Wälder schützen geneigte Flächen gegen die Verwüstung durch Regenwasser und können die alten Wildbäche aufhören machen. *Rt.*

E. Desor. Les cascades du Niagara et leur marche rétrograde. Bull. d. l. Soc. d. sc. nat. d. Neuchâtel III; Separatabdruck. Neuchâtel 1854. p. 1-20, Tafel 1-2; Silliman J. (2) XIX. 454-454.

Hr. Desor hält es nach seinen Untersuchungen für wahrscheinlicher, dafs der Niagarafall erst in einem Jahrhundert 3 Fufs weiter zurückschreitet, statt dafs gewöhnlich ein Rückschreiten von 3 Fufs jährlich angenommen wird. *Rt.*

Marchal. Mémoire sur la nature et l'origine des alluvions à l'embouchure des fleuves qui débouchent dans la Manche. Ann. d. ponts et chauss. mém. (3) VII. 187-213†.

Aus seinen Untersuchungen der Absätze an den Mündungen der Flüsse, welche sich in die Manche und in die Nordsee in Meere mit Ebbe und Fluth werfen, der Seine, Schelde, Maafs, des Rheines, schliefst der Verfasser, dafs sich an den Flufsmündungen nie ein Delta bilden würde, wenn nicht das Meer die Küste benagte und den Meeresboden umwühlte. Die Ebbe führt nämlich alle die Sinkstoffe ins Meer, die nicht so fein und leicht sind, dafs sie sich oberhalb der Wirkungssphäre der Ebbe absetzen. Die fluvialen Absätze an der Mündung der genannten Ströme sind sehr gering gegen die Menge des vom Meer gelieferten Absatzmaterials. In den holländischen Polders ist höchstens $\frac{1}{48}$, an der Seinemündung $\frac{1}{37}$ des Absatzes fluvialen Ursprungs; der Rest des Absatzmateriales rührt vom Meere her. Im Mittelmeer, wo Ebbe und Fluth nicht vorhanden sind, entstehen die Deltas aus fluvialen Absätzen. Zur Fortführung der Sinkstoffe an den Flufsmündungen ins Meer sind also da, wo Ebbe und Fluth vorhanden ist, enge regelmäfsige Canäle an den Flufsmündungen nöthig; zur Polder- und Absatzbildung mufs man dem Ebbestrom Hindernisse in den Weg legen. *Rt.*

E. G. Squier. Notice of the „fountain of blood" in Honduras. Silliman J. (2) XVIII. 439-440†; Petermann Mitth. 1856. p. 231-232.

Aus dem Gestein einer kleinen Höhle bei Virtud, Departement Gracias im Staate Honduras tritt eine Flüssigkeit hervor, welche die Farbe, den Geruch und den Geschmack des Blutes hat. Die Umwohner nennen das Phänomen die Blutquelle (Mina oder Fuente de sangre). Hr. Squier erklärt die Entstehung dieser leicht coagulirenden und schnell in Fäulnifs übergehenden Substanz durch eine rasche Erzeugung stark fortpflanzungsfähiger Infusorien. *Rt.*

G. Buist. The physical geography of Hindostan. Edinb. J. LVI. 328-352†.

Der Aufsatz enthält eine Uebersicht der Flussysteme, der Wasserfälle, der meteorologischen Verhältnisse (Windrichtung, Regenmenge, Regenzeit) u. s. w. in Ostindien. *Rt.*

Hallmann. Die Temperaturverhältnisse der Quellen. Pogg. Ann. XCII. 658-660†; Z. S. f. Naturw. IV. 223-223.

Ein Referat über den ersten Theil von Hrn. Hallmann's umfassenden Untersuchungen, welcher fünfjährige Beobachtungen über 7 Quellen bei Marienberg (bei Boppard) enthält. Da die Luftwärme und die Regenmenge regelmäfsig gemessen wurden, so konnte die Behauptung L. v. Buch's, dafs die Abweichungsgröfse des Quellmittels vom Luftmittel von der Regenvertheilung im Jahre abhängen werde, geprüft werden. Von den beobachteten Quellen zeigten 4, die Hr. Hallmann deshalb rein meteorologische nennt, diese Erscheinung; bei 3 andern, den meteorologisch-geologischen, wurde das Mittel durch die Erdwärme erhöht. Die ersteren zeigen vorübergehende Wärmeerniedrigungen in Folge des Eindringens kalter Winterregen, und vorübergehende Wärmeerhöhungen in Folge starker Sommerregen, so dafs also zeitweilig die Quellwärme und die Wärme des von der Quelle durchflossenen Bodens nicht übereinstimmen. *Rt.*

A. Resslhuber. Ueber die Temperatur der Quellen von Kremsmünster. Wien. Ber. XIV. 385-396†; Inst. 1855. p. 48-48; Z. S. f. Naturw. V. 317-319.

Der Verfasser beobachtete von 1853 bis 1854 monatlich einmal die Temperatur von fünf Quellen in 176 bis 195 Toisen Höhe. Aufserdem sind mitgetheilt: mittlere Temperaturen der Luft (beobachtet, und nach vieljährigen Beobachtungen berechnet), Menge der atmosphärischen Niederschläge (beobachtet und berechnet). Die mittlere Temperatur aller fünf Quellen (7,60°)

findet sich $18\frac{12}{64}$ um 1,71° höher als die beobachtete mittlere Lufttemperatur (5,97°), während die Rechnung für letztere 6,24° ergiebt. KOLLER fand 1834 bis 1835 als Unterschied zwischen Mitteltemperatur der Quellen und der Luft nur 0,71°, für erstere nämlich 7,60°, für letztere 6,89°. *Rt.*

A. SCHLAGINTWEIT. Ueber die Temperatur des Bodens und der Quellen in den Alpen. Aus A. und H. SCHLAGINTWEIT, „Neue Untersuchungen über die physikalische Geographie der Alpen". Leipzig 1854; POGG. Ann. Erg. IV. 576-601†; Z. S. d. geol. Ges. 1854. p. 11-14*.

Die Beobachtungen über die Temperatur des Bodens in den Alpen bis zu 1 Meter Tiefe, welche in sehr verschiedenen Meereshöhen angestellt wurden, lassen im Allgemeinen erkennen, dafs im August und September für je 510 Par. Fufs Erhebung 1° C. Abnahme im Mittel kommt und dafs diese Abnahme weit rascher ist als die mittlere Abnahme der Quellentemperatur in den Alpen (700 bis 730 Fufs für 1° C.); doch hat die Lage eines Punktes in Bezug auf die Himmelsgegenden, die Berasung, die relative Feuchtigkeit sehr grofsen Einflufs auf die Temperatur der oberen Bodenschichten. Die Erwärmung der besonnten Bodenoberfläche ist noch in 10000 bis 12000 Fufs Höhe sehr bedeutend; bei einer Lufttemperatur von 0° bis 8° wurden Maxima von 20° bis 31° C. beobachtet.

Die Alpenflüsse scheinen während der eisfreien Periode kälter zu sein als die mittlere Temperatur der Luft und die des Bodens in ½ Meter Tiefe (vergl. Berl. Ber. 1852. p. 500).

Die Abnahme der Quellentemperatur, für welche eine Reihe von Angaben angeführt werden (700 bis 730 Par. Fufs für 1° C.), ist jedenfalls langsamer als die der mittleren Jahrestemperatur, welche in den Alpen 540 Par. Fufs für 1° C. beträgt. Die Quellen in den Alpen sind im Allgemeinen im gleichen Niveau wärmer als die mittlere Lufttemperatur, und der Unterschied zwischen Luft- und Quellwärme wächst mit der Höhe.

Die Temperatur des Bodens ist bei gleicher Höhe nicht dieselbe in dem ganzen Alpenzuge; die isothermen Flächen, welche

die Punkte gleicher mittlerer Quellenwärme verbinden, erheben sich im Gegentheil, abgesehen von dem Einfluſs der geographischen Breite, im Allgemeinen um so mehr über das Niveau des Meeres, je bedeutender die mittlere Höhe des Bodens ist. Die Abhängigkeit der Quellentemperatur von der Höhe und der Gestaltung der Gebirge und die rasche Erkältung derselben an freien Gipfeln wird auch an Quellen der Auvergne nachgewiesen. *Rt.*

Rozet. Note sur la différence de température entre la surface du sol et l'air en contact. C. R. XXXVIII. 666-668†; Cosmos IV. 409-411*; Inst. 1854. p. 130-130*.

A. Malazuti et J. Durocher. Observations sur les températures du sol comparées à celles de l'air. C. R. XXXVIII. 785-788; Dingler J. CXXXIII. 455-458; Monit. industr. 1854. No. 1855.

Hr. Rozet fand den Meeressand bei Algier bisweilen 30° wärmer als die Luft und im Juni in 2200 Meter Höhe an schönen Tagen einen Unterschied von 10° in der Temperatur der Bodenoberfläche und der Luft (vergl. Berl. Ber. 1852. p. 656). Nach Hrn. Rozet ist bei Sonnenaufgang der Unterschied der Temperatur der Bodenoberfläche und der der Luft 0°; dann nimmt der Ueberschuſs der Bodentemperatur regelmäſsig bis gegen 2½ Uhr Nachmittags zu und dann ebenso bis eine Stunde nach Sonnenuntergang ab, von welcher Zeit an bis zum Sonnenaufgang der Unterschied wieder 0° ist. Als gröſsten Unterschied fand Hr. Rozet an schönen Tagen 14°, an bedeckten 7°; Winterbeobachtungen sind nicht von ihm angestellt.

Nach den Herren Malazuti und Durocher gilt das obige Gesetz nur für den Sommer; denn im Winter fanden sich die Temperaturmaxima des Bodens in 3^{mm} Tiefe um 0,2° bis 1,7° C. niedriger, und die Minima des Bodens gewöhnlich weniger niedrig als die der Luft. Die mittlere Temperatur des der Sonne zugänglichen Bodens ist bis auf mehr als 20 Centimeter Tiefe stets merklich höher als die der Luft, und zwar in allen Monaten des Jahres. Als Minimalüberschuſs fanden die Herren Malazuti und Durocher 0,77°, als höchsten 6,26°. Dieser Ueberschuſs

nimmt von der Oberfläche nach unten hin ab, so daſs er im Mittel in 3mm Tiefe um 1,6° gröſser ist als in 10mm Tiefe, und hier noch 0,2° gröſser als in 20mm Tiefe; in 3mm Tiefe beträgt er etwa 3,2° gegen die Mitteltemperatur der Luft. Die von der Sonne ausgestrahlte Wärme wird also vorzüglich in den obersten Erdschichten concentrirt, daher die mittlere Temperatur der Quellen höher als die der Luft ist. Bt.

H. Rink. Physikalisch-geographische Beschreibung von Nordgrönland. Gumprecht Z. S. II. 177-239†; Arch. d. sc. phys. XXVII. 155-164*; J. of geogr. Soc. XXIII. 145.

Nordgrönland zwischen 68° und 73° Breite ist bis auf einen schmalen 10 bis 20 Meilen breiten fiord- und inselreichen Küstensaum an der Westseite mit einer einförmigen Eisdecke belegt, von der etwa 27 bis 28 Eisthäler armförmig an das Meer hinablaufen. Die Oberfläche des immerwährenden Eises auf dem Binnenlandplateau steigt nur wenig nach innen an; am Ende der Eisfiorde, wo das Eis in das gleichmäſsige Plateau übergeht, beträgt die Höhe etwas über 2000 Fuſs. Das Eis erhält einen beständigen Zuwachs aus dem Innern, steigt dabei an und flieſst nach dem Meere zu ab, und zwar durch jene Eisthäler. Von diesen Eisfiorden, und, wie es scheint, ausschlieſslich von ihnen, rühren die zahllosen Eiscolosse (Eisfelde) der Polarmeere her, die bis 200 Fuſs über dem Meere hervorstehen und einen Umfang von mehreren tausend Ellen haben können. Aus diesen Bruchstücken des festen Landeises läſst sich auf die auſserordentliche Mächtigkeit desselben und auf die Kraft schlieſsen, mit der sie auf einer schwach geneigten Fläche aus dem Innern ins Meer vorgeschoben werden. Im Fiord angekommen setzt sich die Bewegung dieser Eismassen Anfangs unverändert über den Meeresgrund fort, bis der Auſsenrand eine Tiefe erreicht, wo das Wasser ihn zu heben beginnt, bis endlich nach längerem Vorrücken im innersten Theile ein Bruch erfolgt und das Eisfeld frei schwimmt. Dies Loslösen (des „Eisschimmers Kalbung" Jisblinkens Kalvning), das weit hinaus das Meer in Bewegung setzt,

erfolgt nicht durch Unterspülung, sondern durch hydrostatischen Druck von unten. Von den 28 Eisthälern liefern übrigens nur 5 (das von Jakobshavn, von Tossukatek, von dem gröſsern Kariak, von dem gröſsern Kangerdtursoak, von Upernivik) fast sämmtliche Eisfelder; 8 bis 10 tragen in geringerem Grade dazu bei und die übrigen nur einen verschwindend kleinen Theil. Das weiſsliche, mit feinen, parallelen, linienförmigen Poren durchzogene, spröde Eis der groſsen Eisfielde, das Binnenlandeis, wird von groſsen spaltenförmigen Gängen blauen durchsichtigen Eises begleitet, an das sich die Einmischungen von Kies und Stein jederseit anschlieſsen. Das erstere Eis erscheint als ursprüngliches, das blaue durch Erfüllung von Spalten mit Wasser gebildet zu sein. Das weiſsliche Eis löst sich bei dem Aufthauen nicht in regelmäſsige, genau in einander passende Körner auf, wie eigentliches Gletschereis, wohl aber das blaue Eis. Die einförmige Vertheilung der feinen linienförmigen parallelen Poren findet sich nicht oder nur höchst unvollkommen in den Jökuln oder dem in die Thäler hinabschieſsenden Hochlandeise, dem Gletschereise aus den höheren Partieen des Küstensaumes. Das Binnenlandeis, welches mit jähem Abfall zum Meer hinan endet, giebt keine Eisfielde ab, sondern nur kleines Kalbeis. Die Schneelinie, d. h. die Höhe über dem Meer, in der zu jeder Zeit des Jahres Schnee fallen kann, fällt in Nordgrönland mit dem Niveau des Meeres zusammen; aber an der Küste ist eine Höhe von etwas über 2000 Fuſs zur Bildung immerwährenden Eises auf dem Lande, zur Bildung von Gletschern, nothwendig, die übrigens nur an zwei Punkten in Nordgrönland bis an das Meer hinabreichen, und wegen der niedrigen Temperatur des Bodens nicht wie die alpinen von unten her, sondern nur von der Oberfläche aus abschmelzen. Durchschnittlich beginnt der Schnee, der vom 20. October an fällt, erst in den letzten Tagen des April aufzuthauen. Das Eis der Landseeen erreicht selten 6 Fuſs Dicke, und man fand am 10. October bei Omenak die Temperatur unter dem Eise des Landsees in 21 Ellen Tiefe zu $1\frac{3}{4}$° R., bei Jakobshavn am 10. Mai vor dem Beginn des Aufthauens in 5 Fuſs Tiefe zu $2\frac{1}{4}$°. Bei Egedesminde fand man auf einer der niedrigsten Torfinseln die obersten 3 Zoll des Torflagers am 10. October durch die Herbst-

kälte gefroren, die folgenden 7 Zoll aufgethaut, und von da an erschien der immerwährende Frost. Thermalquellen (bis zu 10° Temperatur) kommen in Nordgrönland vor. *Rt.*

KANE. Are the floating icebergs of the polar seas of the nature of nevé? Edinb. J. LVII. 176-177†; KANE on the U. S. GRINNEL expedition in search of Sir J. FRANKLIN.

Nach FORBES sollen die schwimmenden Eisberge der Polarsee meistens aus Firn (nevé) bestehen; der Verfasser fand ächtes Gletschereis, das, obwohl opak und gelenkartig in einander greifend (vascular), den Bruch, den Glanz und die übrigen äufseren Merkmale eines fast homogenen Wachsens zeigte. Im Omenak Fiord, Nordgrönland, sah Hr. KANE am 3. Juli vom Deck aus 240 Eisberge erster Gröfse. *Rt.*

J. FORBES. Norway and its glaciers visited in 1851. Edinburgh 1853; Edinb. J. LVI. 159-170†, 179-180†, 182-182†, 296-310†, 369-369†; Athen. 1854. p. 589-589; Arch. d. sc. phys. XXVII. 89-112†; Z. S. f. Naturw. V. 448-448; PETERMANN Mitth. 1855. p. 62-71.

Aus dem reichen Inhalt des Buches kann hier nur berichtet werden über das neunte Capitel, welches handelt „über einige Punkte der physikalischen Geographie Norwegens, besonders in Bezug auf Schneefelder und Gletscher". Nach einer orographischen Einleitung, die das Ueberwiegen grofser Hochebenen (Fielde) von etwa 4000 Fufs mittlerer Höhe im südlichen Theile des Landes hervorhebt, während im nördlichen die Gebirgskette der Kiolen, freilich oft unterbrochen und bisweilen ganz zusammensinkend, das Land durchzieht, folgen Bemerkungen über einige Eigenthümlichkeiten des norwegischen Klimas. Die mittlere Temperatur Norwegens ist in Folge des Golfstroms höher als die anderer Länder unter gleicher Breite; an der ganzen norwegischen, bis 71° reichenden Küste ist Treibeis unbekannt, während es an der nordamerikanischen Küste noch unter 41° Breite gesehen wird, eine Folge des Polarstroms. Die Gränze des ewigen

Schnees wird durch die Sommertemperatur bestimmt, und die Isothere von 10° C. geht durch den nördlichsten Theil von Norwegen. Auf der nördlichen Halbkugel fällt überhaupt die Schneelinie nirgend, selbst da nicht, wo die mittlere Temperatur unter 0° ist, mit dem Meeresniveau zusammen, hauptsächlich weil während der Zeit des ununterbrochenen Tages die Sommerwärme hoch ist. Ferner übt die Menge des fallenden Schnees, welche durch die relative Trockenheit oder Feuchtigkeit der Atmosphäre bestimmt wird, grofsen Einflufs auf die Erhebung der Schneelinie. Sie findet sich in Norwegen in 60° bis 62° Breite nahe der Küste in etwa 4300 (engl.) Fufs Höhe, im Lande in 5300 Fufs Höhe; in 67° Breite im Innern ist sie 3500 Fufs hoch, an der Küste 2900 Fufs, so dafs überall das feuchtere Küstenklima von dem trockneren Klima des Inneren zu trennen ist. Hr. FORBES theilt aufserdem die Gränzhöhen einiger Pflanzen mit.

Obwohl nach dem Klima Norwegens ewiger Schnee, eine Bedingung zur Bildung von Gletschern, vorhanden ist, so fehlt doch oft eine andere, Zusammenhang der Masse und Lagerung des Schnees in Bassins, welche Firn zuführen. Hr. FORBES zählt sodann die Schneefelder und Gletscher Norwegens auf, welche letztere nach der Form der norwegischen Gebirge (viereckige Zinnen einer Mauer) nicht so umfangreich sind, als man annehmen möchte, und die Gröfse der alpinen Gletscher nicht erreichen, obwohl die Verhältnisse und die Bildung beider identisch sind (vergl. Berl. Ber. 1853. p. 659). Hr. FORBES ist geneigt mit ESMARK eine frühere gröfsere Ausdehnung der Gletscher in Norwegen anzunehmen, wenn er auch nicht glaubt alle in Scandinavien beobachteten Streifungen und Ritzungen ihnen zuschreiben zu können. Er weist noch einmal auf den Zusammenhang zwischen der Sommertemperatur und der Höhe der Schneelinie hin und hält es für sehr wahrscheinlich, dafs eine Verminderung der Sommertemperatur um nur 4° F. hinreichen würde ein Viertel der Gesammtoberfläche Norwegens über die Schneegränze zu bringen, so dafs die Gletscher in die westlichen Fiorde hinabreichen würden.

Rt.

H. Hogard et Dollfus-Ausset. Matériaux pour servir à l'étude des glaciers. Principaux glaciers de la Suisse imprimés en lavis-aquarelle d'après les originaux dessinés et peints d'après nature par H. Hogard. Strafsburg 1854. p. 1-31.

Ein Atlas von 10 colorirten vortrefflichen Tafeln mit erläuterndem Text, in welchem die bedeutendsten Gletscher der Schweiz abgebildet sind. *Rt.*

Osann. Ueber die blaue Farbe des Gletschereises. Verh. d. Würzb. Ges. IV. 231-232†.

Die natürliche Bläue des Gletschereises wird durch die bläuliche Farbe der Atmosphäre erhöht. Ein Loch in 2 Fuſs tiefem Schnee zeigte bläuliche Färbung. *Rt.*

Sur les circonstances qui ont accompagné le gel du lac de Genève le 15 février 1854. Verh. d. schweiz. naturf. Ges. 1854. p. 92-92†.

Das Zufrieren des Genfersees hat in diesem Jahrhundert am 1. Februar 1854 zum vierten Mal stattgefunden. Es wurde nämlich noch am 22. Februar 1810, am 23. und 24. Februar 1814, vom 3. bis 8. Februar 1830 beobachtet. Es scheint constant von denselben Zuständen der Atmosphäre begleitet zu sein, von einer lang anhaltenden niedrigen Temperatur, auf die ein Nordostwind (Bise) folgt, der das an den Seeufern gebildete Eis zerbricht und an der Estacade des chaines am Ende der Stadt anhäuft. Der Eisbruch fand in der Nacht vom 15. auf den 16. Februar statt; er scheint durch eine „Seiche", d. h. ein plötzliches Steigen des Seespiegels bewirkt zu sein. *Rt.*

Kohlmann. Beobachtungen über das Grundeis in der Saale bei Halle. Z. S. f. Naturw. III. 40-44†.

Die von Hrn. Kohlmann angestellten Versuche bestätigen die von Horner und Arago gegebene Erklärung über die Bil-

dung des Grundeises, wonach dieses eine von festen Körpern ausgehende Krystallisation des auf 0° abgekühlten Wassers ist.

Rt.

R. Adie. On the temperature of running streams during periods of frost. Edinb. J. LVI. 224-229†.

Eine Grundeisbildung findet erst statt, wenn das Flufswasser bis auf 0° abgekühlt ist. So wie es diese Temperatur erreicht, entstehen Eisnadeln, die an geeigneten Stellen sich anhäufen und Eismassen bilden. Dafs diese Eisnadeln vorzugsweise zur Bildung des Grundeises mitwirken, scheint der Verfasser mit Gay-Lussac anzunehmen. *Rt.*

W. v. Qualen. Ueber eine säculare langsame Fortbewegung der erratischen Blöcke aus der Tiefe des baltischen Meeres aufwärts zur Küste durch Eisschollen und Grundeis. Erman Arch. XIII. 24-46†; Bull. d. natural. d. Moscou 1852. No. III*.

Der Verfasser nimmt an, dafs sich im Grunde der Ostsee Grundeis bildet und die auf dem Grunde liegenden Granitblöcke umschliefst. Diese steigen mit den Grundeisschollen empor, werden an die Küste getrieben und die gestrandeten Blöcke von den gewöhnlichen Eisschollen ans Ufer geschoben. So erklärt sich die gehäufte riffartige Lagerung von erratischen nordischen Blöcken, z. B. im Libauer Hafen 12 Fufs unter dem Wasserspiegel, bei Steensort 2 bis 3 Meilen nördlich von der Libauer Hafenmündung in 18 Fufs Tiefe, bei Nimmersatt, wo sie in den Memeler Hafen bis an die Dangemündung aufgetrieben werden, so dafs sie alle 3 bis 4 Jahr aus dem Fahrwasser entfernt werden müssen.

Rt.

W. HAIDINGDR. Tabelle der Eisbedeckung der Donau bei Galacz in den Jahren 1836 bis 1853. Wien. Ber. XII. 9-11†; POGG. Ann. XCII. 496-496†; Z. S. f. Naturw. V. 48-48.

Die Tabelle giebt die Tage an, an denen die Donau bei Galacz zufror, und die, an welchen die Eisdecke abging, so dafs sich die Dauer der Eisbedeckung ergiebt. *Rt.*

B. Orographie.

Höhenmessungen.

Literatur.

K. KORISTKA. Bericht über einige im Zwittawathale und im südwestlichen Mähren ausgeführte Höhenmessungen. Jahrb. d. geol. Reichsanst. 1854. p. 161-183.

V. v. ZEPHAROVICH. Beiträge zur Geologie des Pilsener Kreises in Böhmen. Jahrb. d. geol. Reichsanst. 1854. p. 316-322.

A. SENONER. Zusammenstellung der bisher im Grofsfürstenthum Siebenbürgen gemachten Höhenmessungen. Jahrb. d. geol. Reichsanst. 1854. p. 586-590.

P. A. F. WALTER. Das Grofsherzogthum Hessen. Darmstadt 1854. p. 39.

C. PREDIGER. Verzeichnifs einiger dem nordwestlichen Harzgebirge angehörigen Höhen, mit dem Barometer gemessen. Z. S. f. Naturw. III. 428-434.

PROZELL. Höhenmessungen in Meklenburg-Strelitz. BOLL Arch. 1854. p. 137-138.

E. BOLL. Ueber die (grofse Unzuverlässigkeit der) älteren meklenburgischen Höhenmessungen. BOLL Arch. 1854. p. 138-142, p. 188-189.

DE VERNEUIL et DE LORIÈRE. Tableau des altitudes prises en Espagne pendant l'été de 1853. Bull. d. l. Soc. géol. (2) XI. 694-711.

Mesures hypsométriques prises dans la campagne de Rome. Arch. d. sc. phys. XXVI. 156-156.

Mesures hypsométriques dans la chaîne de l'Oural. Arch. d. sc. phys. XXV. 59-61.

Resultate von Höhenbestimmungen im Kaukasus, in Transkaukasien und in Persien. Erman Arch. XIII. 266-312.

Exploration de la mer caspienne par les Russes. Arch. d. sc. phys. XXVI. 152-156; Silliman J. (2) XVIII. 440.

P. de Tchihatcheff. Déterminations hypsométriques dans l'Asie mineure. C. R. XXXVIII. 834-835.

Overweg und Vogel. Hypsometrische Bestimmungen in Afrika. Gumprecht Z. S. II. 379.

A. und H. Schlagintweit. Neue Untersuchungen über die physikalische Geographie und die Geologie der Alpen. Leipzig 1854.

Der erste Theil des Buches enthält auf p. 1 bis 56 eine Reihe von barometrisch gemessenen Höhenbestimmungen der östlichen Alpen, die 1851 angestellt wurden; auf p. 41 bis 74 folgt eine Abhandlung über die Lage und die Höhenverhältnisse des Monte Rosa (Berl. Ber. 1852. p. 634), auf p. 86 bis 110 folgen Höhenbestimmungen in den Umgebungen der Zugspitze. Von dem zweiten hauptsächlich geologischen Theile ist hier zu erwähnen das Capitel über die Neigungsverhältnisse der Thäler, der Abhänge und der Gipfel (p. 127 bis 138), von Hrn. A. Schlagintweit bearbeitet; über die Temperatur des Bodens und der Quellen ist oben berichtet (p. 780). Der dritte Theil von Hrn. H. Schlagintweit enthält Meteorologisches und behandelt auch die Verbreitung und Ausdehnung der Gletscher. Im vierten Theil sind Bemerkungen über die physikalische Geographie und Höhenbestimmungen des Kaisergebirges von Hrn. R. Schlagintweit gegeben, denen Angaben über die orographischen Verhältnisse, die Hypsometrie, die mittlere Höhe und Masse der Alpen folgen. Ein sehr schöner Atlas begleitet das Werk. Vom Monte Rosa und der Zugspitze sind nach den Angaben der Reisenden 2 Reliefs angefertigt worden und von diesen Daguerreotype, welche das obige Werk plastisch erläutern. *Rt.*

Rozet. Note sur la limite des neiges perpétuelles dans les Alpes françaises. C. R. XXXIX. 1089-1090†; Inst. 1854. p. 426-426*; Cosmos V. 723-723; Z. S. f. Naturw. IV. 450-450; Silliman J. (2) XIX. 290-290.

Nach Hrn. Rozet liegt die Schneelinie in den französischen Alpen nicht, wie angegeben wird, in 2708 Meter Seehöhe, sondern 3400 Meter hoch. Da nach dem Verfasser der Regen immer aus schmelzendem Schnee entsteht, so liegt die Schneelinie in der Höhe, wo es nie regnet, wo Schnee fällt, während es tiefer unten regnet; und diese Höhe beträgt in den französischen Alpen 3400 Meter. *Rt.*

Walferdin. Hypsothermomètre. Inst. 1854. p. 264-265†; Arch. d. sc. phys. XXVII. 52-55; Z. S. f. Naturw. IV. 227-228.

Um bei Höhenbestimmungen durch den Kochpunkt des Wassers den Graden der Thermometerscale eine grofse Ausdehnung geben zu können, ohne das Instrument zu lang und dadurch unzweckmäfsig zu machen, bringt Hr. Walferdin in der Mitte eine Erweiterung an, so dafs das Quecksilber für die mittleren Temperaturen zwischen Eis- und Kochpunkt dort für seine Ausdehnung Raum hat. An dem 210 Millimeter langen Thermometer kann Hr. Walferdin dadurch dem Celsiusgrad eine Länge von 18 Millimetern geben, die $\frac{1}{100}$ Grad zu schätzen erlaubt. *Rt.*

E. Ritter. Note sur la mesure des hauteurs par le baromètre. Mém. d. l. Soc. d. Genève XIII. 343-372.

Der Aufsatz betrifft eine Correction der Plantamour'schen Formel, welche besonders bei grofsen Temperaturdifferenzen von Bedeutung wird, da sie deren Quadrat proportional ist. *Rt.*

T. Solly. Ueber ein neues Instrument um auf Reisen kleine Höhen zu messen. Gumprecht Z. S. III. 315-317†.

Auf einem kleinen Stativ befinden sich zwei getheilte mit beweglichen Diroptern versehene Stücke, von denen eins horizontal, eins senkrecht gestellt wird; die Stellung wird durch Anwendung der Libelle mit grofser Sicherheit bestimmt. Auf diese Weise wird die Tangente oder Cotangente eines Winkels unmittelbar abgelesen. Wenn bei Messung der Cotangenten $cc_1 = g$ die Grundlinie, s den senkrechten Diopter, x die Höhe des Gegenstandes über dem senkrechten Diopter bedeutet, ist

$$x = \frac{sg}{c_1 - c}.$$

Wenn tt_1 die Tangenten, h den horizontalen Diopter, x die Höhe des Gegenstandes über dem horizontalen Diopter bedeutet, so ist

$$x = \frac{tt_1 g}{h(t - t_1)}.$$

Rt.

C. Vulcane und Erdbeben.

T. Coan. On the present condition of the crater of Kilauea, Hawaii. Silliman J. (2) XVIII. 96-98†.

Im Krater der Kilauea, der, noch ruhig, einen baldigen grofsen Ausbruch befürchten läfst, wird die Oeffnung am Gipfel des 400 Fufs hohen und 2 Meilen an der Basis im Umkreis grofsen Domes allmälig gröfser; der Lavasee liegt noch 150 Fufs unterhalb desselben. An der Westseite hat sich eine fast bis an den Rand reichende Spalte gebildet, aus der die Lava abfliefst, so dafs der Lavasee nicht höher steigt. Kleinere Lavaseeen haben sich gebildet und geschlossen; kleine Kegel sind an verschiedenen Theilen des Kraters entstanden.

Der ganze Kraterboden hebt sich langsam, so dafs er etwa 200 Fufs höher ist als die „black ledge", d. h. als der Theil, der sich bei der Eruption von 1840 um 400 Fufs senkte. Unter-

meerische vulcanische Ausbrüche scheinen um Hawaii stattgefunden zu haben.

Am Mauna Loa ist alles ruhig, die Lava von 1852 dampft noch an einigen Punkten, doch weniger als die von 1840. Auf der Linie zwischen dem Gipfel und dem seitlichen Krater von 1852 entstanden damals Spalten, welche den unterirdischen Weg der Lava bezeichnen und hier und da kleine Kegel tragen, eine ähnliche Erscheinung wie bei dem Ausbruch von 1843. *Rt.*

L. Meyn. Zur Chronologie der Paroxysmen des Hekla. Z. S. d. geol. Ges. 1854. p. 291-299†; Z. S. f. Naturw. IV. 401-401.

Nach Holgrimsson's Angaben, dem Ergebnifs einer gewissenhaften Revision der eigentlichen Quellen, ist ein Verzeichnifs der Ausbrüche des Hekla gegeben, von 1104 bis 1845 reichend. *Rt.*

R. Warington. On the production of boracic acid and ammonia by volcanic action. Athen. 1854. p. 1208-1208†; Chem. Gaz. 1854. p. 219-220†; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 76-77.

Die in Vulcano mit Ammoniaksalzen gemengt vorkommende Borsäure soll mittelst Zersetzung von Stickstoffboron durch heifsen Wasserdampf entstehen und daher auch das Ammoniak stammen. In den Schlacken des Kraters soll Stickstoffboron enthalten sein und die Borsäureausbeute jährlich 2000 Tons betragen. Die letztere Angabe ist wohl irrthümlich. *Rt.*

R. Mallet. Third report on the facts of earthquake phaenomena (continued). Rep. of Brit. Assoc. 1853. 1. p. 117-212†.

Der Verfasser giebt ein chronologisch geordnetes Verzeichnifs der Erdstöfse vom 13. December 1755 bis 25. August 1784

mit Angabe der Richtung, Dauer und Zahl der Erdstöfse, der marinen und meteorologischen Erscheinungen und der Autorität.
Rt.

W. P. Blake. Recent earthquake shocks in California. Silliman J. (2) XVIII. 151-151†.

Am 3. Januar 1854 bemerkte man in Mariposa zwei Erdstöfse; am 9. Januar früh in San Francisco einen, ebenda am 2. März früh 4 Uhr 40 Minuten einen leichten, von Ost nach West gerichteten, am 10. April früh 10 Uhr 38 Minuten zwei verticale, binnen 5 bis 6 Secunden auf einander folgende Erdstöfse.

Der Krater des Mount St. Helens warf Rauch und Asche aus.
Rt.

A. Passy; Lalesque; Paquerée; L. Dufour; Andral; Vaillant. Tremblement de terre du 20 juillet. C. R. XXXIX. 204-208†; Inst. 1854. p. 261-261*; Z. S. f. Naturw. IV. 374-380.

Bertrand. Secousses du tremblement de terre du 20 juillet 1854 ressenties dans le département de la Vienne. C. R. XXXIX. 697-698†.

Im südlichen Frankreich fand am 20. Juli 1854 früh 2 Uhr 45 Minuten ein Erdbeben statt. In Eaux-Bonnes (Basses-Pyrénées) dauerte es 15 bis 18 Secunden, und seine Richtung war von SSO. nach NNW. Es war von einem donnerähnlichen Getöse begleitet, das nach einigen Minuten sich wiederholte. Man glaubt einen zweiten, kaum merklichen Stofs empfunden zu haben. In Arcachon und la Teste (Gironde) dauerte das, wie es scheint, von Süd nach Nord gerichtete Erdbeben 12 bis 15 Secunden. Einige Minuten nachher erhob sich ein heftiger Nordwestwind, der sich nach einer halben Stunde beruhigte. In Castillon-sur-Dordogne schien die horizontale Bewegung von Süd nach Nord gerichtet zu sein. In Saint-Sever (Landes) empfand man zwei durch einen Zeitraum von kaum 2 Secunden getrennte Erdstöfse, die im Ganzen 7 bis 8 Secunden dauerten. In Sabres bemerkte man zwei unmittelbar auf einander folgende, in Cau-

terets 3 Stöfse. Das Erdbeben ward auch in Tarbes bemerkt; in Argelès dauerte es 4 bis 5 Secunden und ging von SO. nach NW. Um 6½ Uhr früh empfand man einen zweiten kürzeren, aber fast eben so heftigen Stofs. In Bagnères empfand man mehrere Stöfse; in Barèges bemerkte man gegen 2 Uhr zwei Erdstöfse, um 7 Uhr früh ein leichtes Erdbeben. In der Nacht vom 24. auf den 25. fanden sehr schwache Erdstöfse statt. In Bordeaux dauerte das, wie es scheint, von Nord nach Süd gehende Erdbeben 7 bis 8 Secunden; es wurde auch in Casteljaloux, Tonneins, Marmande, Agen, Toulouse, Auch, Colomiers und Foix bemerkt. In Château-Larcher (Vienne) bemerkte man neben dem Erdbeben ein starkes Getöse. *Rt.*

M. Wagner. City of San Salvador destroyed by an earthquake. Silliman J. (2) XVIII. 277-284†.

Drei Miles nordwestlich von der Stadt San Salvador liegt der Vulcan San Salvador, von dessen Thätigkeit historisch nichts bekannt ist, 12 Meilen südlich von der Stadt der immer thätige Vulcan Isalco. Aufserdem ist in dieser Vulcanreihe noch der San Miguel in immerwährender Thätigkeit.

Am 12. und 13. April 1854 hörte man bei San Salvador ein dumpfes rollendes unterirdisches Getöse, das sich von Zeit zu Zeit wiederholte und oft mehrere Minuten anhielt. Früh 7¼ Uhr am 14. April bemerkte man in der Stadt und in deren Nähe 2 leichte Erdstöfse, wie sie besonders zu Anfang und Ende der trocknen Jahreszeit (December und Mai) häufig sind, denen nach 10 Minuten ein stärkerer folgte. Am 14. April dauerten die Erdstöfse, etwa 2 bis 3 in der Stunde, bis in die Nacht fort; sie waren von SSW. nach NNO. gerichtet und man zählte im Ganzen 42. Eine kleine Meile von der Stadt und etwa 500 Fufs höher liegt in dieser Richtung der grofse Krater von Guscattan, der älter als der San Salvador zu sein scheint; von ihm schienen die Stöfse auszugehen. Erst am 16. April 9 Uhr Abends kam wieder ein heftiger Stofs, begleitet von einem dumpfen Geräusche, dem um 10½ Uhr Abends der furchtbare Stofs folgte,

der die Stadt zu einer Ruine machte. Er begann mit heftigem Getöse, war wellenförmig und dauerte etwa 10 bis 11 Secunden. Die Stöfse dauerten mit kurzen Pausen die Nacht und den folgenden Tag, und noch nach einem Monat haben sie nicht aufgehört. *Rt.*

Perty. Erdbeben am 29. März 1854. Mitth. d. naturf. Ges. in Bern 1854. p. 84-84†.

Am 29. März 1854 früh 8 Uhr 25 Minuten wurde eine leichte, höchstens 2 Secunden dauernde, NS. oder SN. Erderschütterung in Bern beobachtet. Nur von Sitten und Neuenburg scheinen noch Nachrichten darüber bekannt gemacht zu sein. *Rt.*

É. de Beaumont. Rapport sur les travaux de M. A. Perrey relatifs aux tremblements de terre. C. R. XXXVIII. 1038-1046†; Inst. 1854. p. 201-202; Arch. d. sc. phys. XXVI. 255-263; Z. S. f. Naturw. IV. 52-52; Edinb. J. LVII. 371-371; Silliman J. (2) XIX. 55-60.

Hrn. de Beaumont's Bericht bezieht sich auf zwei Aufsätze von Hrn. A. Perrey über die Beziehungen zwischen der Häufigkeit der Erdbeben und dem Alter des Mondes und über die Häufigkeit der Erdbeben in Bezug auf den Durchgang des Mondes durch den Meridian. Aus ihnen geht hervor: 1) dafs die Häufigkeit der Erdbeben gegen die Syzygien zunimmt; 2) dafs sie in der Nähe des Perigeums des Mondes wächst und gegen das Apogeum hin abnimmt; 3) dafs sie gröfser ist, wenn der Mond dem Meridian näher ist, als wenn er um 90 Grade entfernt ist. Die graphische Darstellung der Häufigkeit der Erdbeben zeigt zwei den Syzygien entsprechende Hauptmaxima und zwei Hauptminima, die den Quadraturen entsprechen (vergl. Berl. Ber. 1853. p. 674). *Rt.*

A. Perrey. Note sur les tremblements de terre en 1853. Bull. d. Brux. XXI. 1. p. 457-489 (Cl. d. sc. 1854. p. 147-179†).

Ein Verzeichnifs der im Jahr 1853 beobachteten Erdbeben und Angabe ihrer Vertheilung nach den Jahreszeiten und dem Mondesalter. *Rt.*

Raynold; Pappadakis. Note sur les tremblements de la Grèce en 1853. Bull. d. Brux. XXI. 1. p. 489-495 (Cl. d. sc. 1854. p. 179-185†).

Ein Verzeichnifs der Erdbeben, welche vom August 1853 bis März 1854 in Griechenland beobachtet sind. In dieser Zeit litten nur Attica, Euboea und Boeotien. Die Stöfse waren meist sehr schwach und nur wegen ihrer Continuität bemerkenswerth. *Rt.*

F. Zantedeschi. De l'influence de la lune dans les tremblements de terre et des conséquences probables qui en dérivent sur la forme ellipsoïdale de la terre et sur les oscillations des pendules. C. R. XXXIX. 375-377†; Z. S. f. Naturw. IV. 307-307.

Der Einflufs des Mondes auf die Erdbeben zeigt sich nicht nur darin, dafs sie zur Zeit der Syzygien häufiger sind als in der der Quadraturen, sondern auch dadurch, dafs sie häufiger sind zur Zeit des höchsten und niedrigsten Wassers als in der Zeit des mittleren Wasserstandes, eine Ansicht, die schon Baglivi 1703 und Toaldo 1770 ausgesprochen haben. *Rt.*

A lake phenomenon. Mech. Mag. LI. 154-154†.

Am 25. April 1854 bei Neumond bemerkte man um 4¼ Uhr Abends am westlichen Ende des Ontarioseees nahe der Mündung des Niagara bei einem von Nordwest her aufkommenden Gewittersturm, der von einem starken, aber nur wenige Minuten dauernden Windstofs begleitet war, plötzlich eine 4 bis 8 Fufs

hohe Welle, die von Nordwest her über den glatten See mit grofser Geschwindigkeit fortrollte und altes Treibholz aus dem Seegrunde an das Ufer warf. Wind kann nicht die Ursache gewesen sein; es mufs ein Erdbeben im See stattgefunden haben, obwohl man am Ufer nicht die leiseste Erschütterung wahrnahm. *Rt.*

Portlock. Report of the Committee on earthquakes with their proceedings respecting seismometers. Athen. 1854. p. 1237-1238†; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 1. p. 370-372.

Bericht über die verschiedenen Arten Seismometer, die das Erdbebencomitee einer näheren Prüfung unterwerfen will. Einfache, billige, leicht zu handhabende Instrumente, die nicht nach jedem Stofs einer Wiederaufstellung bedürfen und doch für verticale und horizontale Stöfse brauchbar sind, fehlen noch. *Rt.*

Melloni. Température de l'intérieur de la terre. Arch. d. sc. phys. XXVI. 177-178†; Atti dell' Ist. Veneto. V. 234-237; Silliman J. (2) XVIII. 424-424.

In einem im Palaste des Königs in Neapel hergestellten artesischen Brunnen, der 20,98 Meter über dem Meeresniveau angesetzt ist, fand Hr. Melloni in 30 Meter Tiefe unter der Oberfläche eine Temperatur von 14,6° bis 15,5° C., in 190 Meter Tiefe 18,3° C., so dafs auf 50 Meter im Mittel die Temperatur um 1° C. steigt. Dieses langsame Ansteigen schreibt Hr. Melloni der geringen Wärmeleitung des durchsunkenen vulcanischen Tuffes oder der Nähe des Meeres zu. In den toscanischen Maremmen fand man in einem sandigen Gestein ein dreimal schnelleres Ansteigen der Temperatur. *Rt.*

Hume. Artesian well, Charleston. S. C. Edinb. J. LVII. 178-178†; Amer. Annu. of scient. discov. 1854. p. 300; Inst. 1855. p. 96-96.

In dem artesischen Brunnen in Charleston fand Hr. Hume bei 100 Fufs Tiefe 68° F., in 1106 Fufs 88° F., so dafs also auf

52½ Fuſs durchschnittlich ein Grad F. Zunahme kommt, übereinstimmend mit sonstigen Beobachtungen; übrigens war die Wärmezunahme nicht regelmäſsig, da sich auf- und absteigende Wasser mit verschiedenen Temperaturen mischten. *Rt.*

A. Berg. Ueber die Chimaera. Gumprecht Z. S. III. 307-314†; Notizbl. f. Erdk. 1855. p. 15-15.

An der Westseite des Golfes von Adalia im alten Lycien ½ Stunden von Deliktasch bricht aus einer Serpentinabänderung, die mit Kalkstein in Verbindung steht, eine Tag und Nacht brennende Flamme hervor, die Chimaera. Das Gas strömt aus einer horizontalen, etwa 2 Zoll hohen Spalte aus, die Flamme schieſst lebhaft lodernd und züngelnd 3 bis 4 Fuſs hoch empor, verbreitet einen lebhaften angenehmen Jodgeruch (etwa Naphtha?), und setzt, wo sie an das Gestein anschlägt, Ruſs ab. Neben dieser gröſseren Flamme brechen kleinere Gasströme aus, die hell aufflackern, wenn man Licht in die Nähe bringt. Ein Flämmchen, 8 Fuſs von der groſsen Flamme, bricht aus einer schmalen Ritze hervor. *Rt.*

Vauvert de Méan. Note relative aux volcans d'air de Turbaco près Cartagena (Nouvelle-Grenade). C. R. XXXVIII. 765-767†; Arch. d. sc. phys. XXVI. 184-185†.

Boussingault, welcher über diesen Aufsatz berichtet, bemerkt, daſs v. Humboldt eine etwas niedrigere Temperatur für den Schlamm der Vulcanitos bei Turbaco und für die Luft daselbst (27,2° bis 27,5° C.) fand, als Hr. Vauvert de Méan (30° C.). (Uebereinstimmend mit v. Humboldt fand Karsten [Berl. Ber. 1852. p. 652] 22° R. für den Schlamm der Vulcanitos, und 22° R. übereinstimmend mit Boussingault für die Brunnen in Carthagena.) Hr. Vauvert de Méan fand das entwickelte Gas brennbar, das nach Acosta fast ganz aus reinem Wasserstoff besteht. Boussingault weist darauf hin, daſs es nach v. Humboldt zum gröſsten Theile aus Stickstoff bestehe, daſs es demnach jetzt viel reicher

an Wasserstoff zu sein scheint als vor 50 Jahren. (Nach Karsten besteht das Gas aus einer Mischung von atmosphärischer Luft mit Kohlenwasserstoffgas.) Das Wasser enthält aufser salzsaurem, schwefelsaurem und kohlensaurem Natron Ammoniak, eine starke Spur von Borax und eine schwache von Jod. *Rt.*

S. Macadam. On the cause of the phenomena exhibited by the geysers of Iceland. Athen. 1854. p. 1273-1273†; Rep. of Brit. Assoc. 1854. 2. p. 73-74.

Die alte Theorie über die Entstehung der Geyser in Island und Californien, mit dem Bemerken, dafs das Wasser in dem vorausgesetzten Höhlenraum die sphäroidale Form annimmt.

Rt.

D. Allgemeines.

A. v. Teichmann. Physik der Erde. p. 1-254. Berlin 1854.

Auf 17 Bogen hat der Verfasser eine kurze Uebersicht der physikalischen Beschaffenheit des Erdkörpers zu geben versucht. Wenn es auch schwer sein mag die grofse Masse des Materials auf so kleinen Raum zusammenzudrängen, so vermifst man doch oft die nöthige Schärfe und Genauigkeit, wie z. B. bei der Definition von Aventurin, bei der Darstellung der Muschelkalkabtheilungen, der vulcanischen Ausbrüche, bei der Bezeichnung des Wasserdampfes als beständiges Gas, bei der Angabe, dafs sich Gips und Kalkgehalt namentlich in vulcanischen Gegenden vorwiegend findet. In der Darstellung des Meeresniveaus ist ein offenbarer Irrthum vorhanden; dafs die Eisberge der Baffinsbai durch aufgestaute Bäche und Flüsse entstehen, ist wohl nirgend angenommen worden. Cementquellen sollen hineingelegtes Eisen in Kupfer verwandeln, Stahlwasser sollen Eisenoxydulhydrat absetzen; oft ist Kalk und Talkerde verwechselt, z. B. bei der Angabe der Zusammensetzung des Labradors und der Bitterwasser. Dafs noch die alte Geisertheorie und die alte Dolomittheorie

gegeben wurden, zeigt, dafs der Verfasser den neueren Forschungen nicht gefolgt ist, wie auch die beigefügten Karten ergeben. Manche Capitel sind gar nicht oder nur sehr kurz behandelt wie z. B. die Erosion, die Gletscher, die Klimatologie, wozu doch die vorhandenen Lehrbücher, z. B. das von STUDER, hinreichendes Material darboten. *Rt.*

Namen- und Capitelregister.

Verzeichniſs der Herren, welche für den vorliegenden Band Berichte geliefert haben.

Herr Dr. Aronhold in Berlin. (*Ad.*)
- Professor Dr. Beetz in Bern. (*Bz.*)
- Oberlehrer Dr. Bertram in Berlin. (*Bt.*)
- Dr. Brix in Berlin. (*Bx.*)
- Burckhardt, Lehrer am Humangymnasium in Basel. (*Bu.*)
- Oberlehrer Dellmann in Kreuznach. (*D.*)
- Dr. Dumas in Berlin. (*Ds.*)
- Dr. Franz in Berlin. (*Fr.*)
- Professor Dr. Heintz in Halle. (*Hn.*)
- Professor Dr. Helmholtz in Bonn. (*Hm.*)
- Dr. Heusser in Zürich. (*Hr.*)
- Dr. Jochmann in Berlin. (*Jo.*)
- Professor Dr. Knoblauch in Halle. (*Kn.*)
- Dr. Krönig in Berlin. (*Kr.*)
- Professor Dr. Kuhn in München. (*Ku.*)
- Professor Dr. Lamont in München. (*La.*)
- Hauptmann v. Morozowicz in Berlin. (*v. M.*)
- Dr. Neumann in Berlin. (*N.*)
- Professor Dr. Radicke in Bonn. (*Rd.*)
- Professor Dr. Roeber in Berlin. (*Rb.*)
- Dr. Roth in Berlin. (*Rt.*)
- Dr. Vettin in Berlin. (*V.*)
- Dr. Wilhelmy in Berlin. (*Wi.*)

